



Holographie adaptative pour la réalisation de capteurs à fibres optiques de très grande sensibilité : application à la détection d'ondes acoustiques sous-marines

Arnaud Peigne

► To cite this version:

Arnaud Peigne. Holographie adaptative pour la réalisation de capteurs à fibres optiques de très grande sensibilité : application à la détection d'ondes acoustiques sous-marines. Autre [cond-mat.other]. Université Nice Sophia Antipolis, 2016. Français. NNT : 2016NICE4005 . tel-01325236

HAL Id: tel-01325236

<https://theses.hal.science/tel-01325236>

Submitted on 2 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS –UFR Sciences
Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

THESE

pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis
Spécialité : Physique

présentée et soutenue par
Arnaud PEIGNÉ

Holographie adaptative pour la réalisation de capteurs à fibres optiques de très grande sensibilité. Application à la détection d'ondes acoustiques sous-marines.

Thèse dirigée par **Stefania RESIDORI**
soutenue le 25 février 2016 à Thales Research & Technology France

Jury :

M. Philippe ADAM	DGA	Examineur
M. Pascal BESNARD	Université de Rennes 1	Président
M. Stéphane BLIN	Université de Montpellier 2	Examineur
Mme. Martine DOISY	Thales Underwater Systems	Invitée
Mme. Stéphanie MOLIN	Thales Research & Technology	Invitée
M. François RAMAZ	ESPCI	Rapporteur
Mme. Stefania RESIDORI	CNRS	Directrice de thèse
M. Luc THÉVENAZ	EPFL	Rapporteur

THALES

Thales Underwater Systems

525, route des Dolines
06903 Sophia Antipolis

Thales Research & Technology France

1, avenue Augustin Fresnel – Campus Polytechnique
91767 Palaiseau



Institut Non Linéaire de Nice (INLN)

1361, route des Lucioles
06560 Valbonne

Remerciements

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un contrat CIFRE financé par Thales Underwater Systems. Il s'agit d'une collaboration entre Thales Underwater Systems, Thales Research & Technology et l'Institut Non Linéaire de Nice.

Je souhaite tout d'abord remercier les directeurs successifs de Thales Underwater Systems, Benoit Plantier et Alexis Morel pour m'avoir accueilli au sein de leur entreprise. Je remercie également Marc Cécé et Martine Doisy pour leur accueil respectivement au sein du pôle ASA et du service EDA.

J'ai passé ces trois années à Thales Research & Technology à Palaiseau. Je remercie les directeurs successifs Erick Lansard et Cédric Demeure pour m'avoir accueilli dans leur établissement. Aussi, je souhaite remercier chaleureusement Daniel Dolfi et Pascale Nouchi pour m'avoir fait une place dans le Groupe de Physique au sein du laboratoire Ondes et Traitement du Signal.

Je tiens à remercier Luc Thévenaz et François Ramaz pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit et pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail de thèse. Je remercie Pascal Besnard de m'avoir fait l'honneur d'être président du jury, et de manière plus générale, pour l'intérêt qu'il a porté à ma poursuite d'études après mon passage à l'Enssat. Enfin, je souhaite remercier Philippe Adam et Stéphane Blin pour avoir participé à ce jury ainsi que pour avoir lu ce manuscrit avec attention.

J'exprime ma reconnaissance à l'Académie de marine qui m'a soutenu en m'attribuant la bourse Lippman en 2013. En particulier, je tiens à remercier Jacques Dhellemmes, Jean-Claude Pujol et Jean-Luc Lambla pour avoir suivi mon travail avec intérêt et curiosité durant ces trois années.

Je remercie les personnes qui m'ont encadré au quotidien durant ces trois années : Stéphanie Molin de TRT, Stefania Residori et Umberto Bortolozzo de l'INLN, Martine Doisy et Renaud Bouffaron de TUS et Jean-Pierre Huignard. Je remercie également Vincent Billault lors de son passage en stage à TRT.

Stéphanie, je t'adresse mes plus sincères remerciements pour m'avoir encadré et soutenu depuis mon arrivée en stage à TRT. Merci de m'avoir fait confiance et d'avoir été disponible au quotidien. J'ai apprécié travailler avec toi et on peut vraiment dire qu'on a fait une belle équipe ! Je te remercie également pour tes relectures et corrections lors des soumissions d'articles et pendant la rédaction de mon manuscrit.

Stefania, merci de m'avoir accompagné durant ces trois années comme directrice de thèse. Tu as toujours été disponible pour moi, à la fois lors de mes passages à l'INLN et à distance dès que cela était nécessaire. Nos discussions ont été enrichissantes et m'ont permis de prendre du recul sur mon travail. Aussi, je te remercie pour m'avoir

soutenu lors de la rédaction et m'avoir fait confiance. Cela n'a pas été une chose aisée mais je n'y serai jamais arrivé sans tes relectures.

Umberto, j'ai réellement apprécié travailler avec toi, tu es un sacré expérimentateur et j'ai appris énormément au labo à tes côtés. Je te remercie pour ta disponibilité et le temps que tu m'as consacré pour prendre en main l'interféromètre. Merci également pour tes nombreuses relectures et corrections.

Martine, Renaud, je vous remercie pour avoir suivi ce travail de thèse avec attention et intérêt et pour avoir lu et commenté mon manuscrit. Merci de m'avoir expliqué les problématiques inhérentes à l'acoustique sous-marine. Nos discussions ont permis d'orienter de nombreux axes développés dans cette thèse et l'approche générale suivie.

Jean-Pierre, je vous exprime ma reconnaissance pour avoir suivi ma thèse avec intérêt. Nos discussions ont été très enrichissantes et m'ont permis de prendre du recul sur ce sujet. Merci pour votre disponibilité et vos nombreuses idées qui ont guidées les expériences.

Vincent, je tiens à te remercier pour le travail que tu as fourni durant ton stage à TRT. C'était un sujet difficile à appréhender surtout en si peu de temps. J'ai apprécié t'encadrer durant ces 5 mois et j'ai appris beaucoup à tes côtés.

Je souhaite remercier l'ensemble du personnel de TRT pour la bonne ambiance qui y règne et plus particulièrement : Luc, Nicolas V., Oriane, Alexandre, Sophie, Yoann, , Romain, Alexia, Jérémy, Loic M., Ghaya, Perrine, Patrick, Arnaud, Marie, Muriel, Christian, François, Eric, Thierry, Arnaud, Jérôme, Matthieu, Gilles, Aude, Grégory, Nicolas, Alfredo, Barbara, Dominique, Anne, Romain, Marie-Anne, Brigitte et Yves. Un grand merci à ceux qui sont partis plus ou moins loin : Jérémy, Joachim, Loic M., Grégoire, Mayeul, Sylvain, Landry, Nils.

Je remercie également les personnes de TUS qui ont suivi ce travail : Raphaël, François-Xavier et Thomas. Aussi, je souhaite remercier Brigitte qui a toujours trouvé des solutions à mes problèmes alambiqués et à distance qui plus est.

Enfin, je souhaite remercier mes parents pour leur soutien sans faille. Un grand merci à mon Bro et à Marie, qui m'ont toujours encouragé durant ces trois ans. Un dernier mot, à Laurie, qui m'a soutenu, accompagné, encouragé, supporté, aimé depuis six ans, je ne te remercierai jamais assez pour tous ces moments passés ensemble.

Table des matières

Table des notations.....	5
Introduction générale.....	7
1 Contexte et état de l'art.....	11
1.1 Capteurs à fibres optiques.....	12
1.2 Bruit acoustique sous la mer	13
1.3 Sensibilité à l'élongation d'une fibre optique	14
1.4 Capteurs d'extrémité.....	14
1.5 Capteurs localisés.....	15
1.5.1 Capteurs interférométriques	16
1.5.2 Capteurs à réseaux de Bragg.....	16
1.5.3 Capteurs à base de cavités lasers DFB.....	17
1.6 Capteurs distribués	18
1.6.1 Diffusion Rayleigh	19
1.6.2 Diffusion Brillouin.....	21
1.7 Holographie adaptative	23
1.8 Conclusion.....	25
2 Les modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides.....	27
2.1 Principe de fonctionnement.....	27
2.2 Généralités sur les cristaux liquides.....	27
2.3 SLM à adressage électrique	30
2.4 SLM à adressage optique en transmission	31
2.5 Caractérisation des matériaux constituant le SLM.....	33
2.5.1 Choix et caractérisation des électrodes transparentes.....	33
2.5.2 Caractérisation d'un matériau photoconducteur.....	34
2.5.3 Propriétés du cristal liquide.....	38
2.6 Caractérisation d'un SLM à adressage optique.....	40
2.6.1 Mesure du déphasage induit par le SLM.....	40
2.6.2 Caractérisation de la biréfringence du SLM sans illumination	43
2.6.3 Caractérisation de la biréfringence du SLM sous illumination.....	44
2.7 Modèle électrique d'un SLM à adressage optique	45
2.7.1 Modèle électrique simple	45

2.7.2	Prise en compte de l'anisotropie diélectrique du cristal liquide	47
2.8	Conclusion.....	48
3	Interférométrie holographique adaptative.....	49
3.1	Holographie.....	49
3.1.1	Reconstruction du front d'onde.....	49
3.1.2	Hologramme mince et hologramme de volume.....	51
3.1.3	Rappels d'interférométrie à deux ondes	52
3.2	Interférométrie adaptative.....	53
3.2.1	Choix d'un milieu holographique à 1.55 μm	54
3.2.2	Holographie adaptative dans un SLM à adressage optique	54
3.2.3	Réalisation expérimentale	60
3.2.4	Résolution spatiale.....	64
3.2.5	Conclusion	68
3.3	Interféromètre adaptatif multimode	68
3.3.1	Etude théorique.....	69
3.3.2	Etude expérimentale du gain en rapport signal-sur-bruit	74
3.4	Holographie numérique.....	78
3.5	Conclusion.....	79
4	Optimisation de l'interféromètre adaptatif	81
4.1	Adaptabilité de l'interféromètre.....	82
4.1.1	Temps de réponse de l'interféromètre	82
4.1.2	Analyse en fréquence du temps de réponse.....	83
4.1.3	Analyse temporelle du temps de réponse.....	86
4.1.4	Conclusion	91
4.2	Sensibilité de l'interféromètre	91
4.3	Sources de bruits additifs.....	92
4.3.1	Le bruit thermique	93
4.3.2	Le bruit de grenaille.....	93
4.3.3	Le bruit d'intensité de la source optique.....	94
4.4	Conversion de bruits.....	95
4.4.1	Conversion de bruit dans le SLM.....	95
4.4.2	Conversion de bruit dans l'interféromètre.....	96
4.5	Mesures de bruit.....	96

4.6	Bruit induit par le SLM à adressage optique.....	100
4.7	Etude du photoconducteur seul	102
4.8	Etude de la cellule à cristaux liquides	104
4.9	Conclusion.....	105
5	Architectures de capteurs basées sur l'holographie adaptative.....	107
5.1	Architecture basée sur des capteurs localisés	107
5.1.1	Observations.....	109
5.1.2	Limitations	110
5.1.3	Conclusion	114
5.2	Architectures basées sur des capteurs distribués.....	114
5.2.1	Généralités sur les capteurs à fibres optiques distribués.....	114
5.2.2	Compatibilité avec l'holographie adaptative	115
5.3	Diffusion Rayleigh	116
5.4	Phase-OTDR et holographie adaptative	117
5.4.1	Expérience préliminaire de validation du principe.....	117
5.4.2	Rétrodiffusion Rayleigh et interférométrie adaptative	119
5.4.3	Observations.....	122
5.4.4	Limitations	123
5.4.5	Vers un capteur distribué multimode	123
5.5	Conclusion.....	125
	Conclusion générale	127
	Publications et communications	129
	Bibliographie.....	131

Table des notations

Fonctions

$\langle x \rangle$	Moyenne de la variable x
$\text{sinc}(x)$	Fonction sinus cardinal avec $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$
$J_q(x)$	Fonction de Bessel de 1 ^{ère} espèce d'ordre q

Notations

\vec{n}	Vecteur directeur pour les cristaux liquides nématiques
\vec{E}	Champ électrique
\vec{k}	Vecteur d'onde
V_{LC}	Tension de biais appliquée aux cristaux liquides
V_b	Tension de biais appliquée au SLM
V_{seuil}	Tension de seuil de Fréedericksz
l	Epaisseur de cristaux liquides
l_{PC}	Epaisseur du matériau photoconducteur
l_d	Longueur de diffusion transverse des cristaux liquides
n_o	Indice ordinaire
n_e	Indice extraordinaire
n_2	Coefficient non -linéaire de l'indice de réfraction (cm^2/mW)
Δn	Biréfringence
λ	Longueur d'onde dans le vide
$\Delta\varphi$	Déphasage optique
K_{11}	Constante élastique
γ_1	Viscosité rotationnelle
S	Paramètre d'ordre
k_B	Constante de Boltzmann ($k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)
τ	Temps de réponse
ω	Pulsation
m	Ordre de diffraction
Λ	Pas du réseau
ε	Elongation
η	Efficacité de diffraction

Principales abréviations

AFNOR	Association Française de Normalisation
SONAR	Sound Navigation and Ranging
NL _{surf}	Surface Noise Level

DSS0	Deep Sea State Zero
DFB	Distributed FeedBack
DAS	Distributed Acoustic Sensors
OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry
PCG	Phase Carrier Generation
BOTDR	Brillouin OTDR
BOTDA	Brillouin Optical Time Domain Analysis
SLM	Spatial Light Modulator
LCOS-SLM	Liquid Crystal On Silicon SLM
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
ITO	Indium Tin Oxide
RIN	Relative Intensity Noise
DSP	Densité Spectrale de Puissance

Introduction générale

Les capteurs à fibres optiques sont étudiés aujourd'hui depuis plus de 40 ans. Des progrès considérables ont été obtenus dans ce domaine, notamment grâce à l'essor des technologies de l'information et de la communication (TIC). En effet, le développement de la fibre optique permet de disposer, sur le marché, de composants fiables et bas coût ; ce qui ouvre de nouvelles perspectives au domaine des capteurs. La fibre optique est peu intrusive, insensible aux perturbations électromagnétiques, et permet de propager de l'information sur de longues distances. Cette technologie est une véritable rupture technologique dans le domaine des capteurs et elle commence à gagner la confiance des utilisateurs pour être intégrée dans les systèmes réels en remplacement ou en complément des capteurs électroniques très largement éprouvés.

Dans de nombreux secteurs d'activité, la surveillance de l'intégrité des systèmes est devenue un besoin essentiel pour garantir la sécurité des utilisateurs vis-à-vis des risques naturels ou humains. Par exemple, la mesure de la température et de la déformation sont aujourd'hui nécessaires dans le milieu médical ou afin de contrôler l'état de structures dans des domaines tels que le génie civil ou l'aéronautique.

Les systèmes de détection en milieu sous-marin sont des équipements essentiels afin de répondre au besoin opérationnel des marines du monde entier. Ils utilisent notamment des capteurs acoustiques (ou hydrophones) disposés en antenne ou en barrière. Les capteurs à fibres optiques offrent de nombreux avantages par rapport aux technologies piézo-électriques plus conventionnelles. Le faible diamètre et la masse réduite des fibres optiques permettent d'améliorer la compacité du système. Ce point est primordial car il rend possible un déploiement discret par différents types de navires de surfaces et/ou sous-marins. De plus, la fibre optique est un composant passif électriquement, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'électronique immergée. Enfin, les très faibles pertes de propagation des fibres optiques (0,2 dB/km) et leur bande-passante élevée permettent le transport de signaux très large bande sur de très longues distances, ce qui permet d'envisager des systèmes déportés.

Les premiers hydrophones à fibres optiques basés sur des capteurs interférométriques ont été développés par le Naval Research Laboratory à la fin des années 70 [1]. Puis l'apparition des réseaux de Bragg fibrés [2] a offert de nouvelles perspectives pour la future génération de capteurs à fibres optiques. Récemment, Thales Underwater Systems a entrepris l'étude de cette technologie [3]. Le principe de fonctionnement repose sur une cavité laser à fibre optique DFB et sur un transducteur mécanique spécialement conçu pour amplifier la déformation de la fibre optique tout en la rendant insensible aux variations lentes de pression statique et de température. De plus, les lasers à fibre DFB permettent de tirer profit de la capacité de multiplexage en longueur d'onde des réseaux de Bragg afin de répartir plusieurs capteurs sur une même fibre optique.

Le domaine des capteurs à fibres optiques distribués [4], [5] connaît aujourd'hui un développement considérable et vise un taux de croissance annuel supérieur à 10 % d'ici 2020. Cette technologie a pour avantage d'utiliser une fibre optique uniforme et sensible sur toute sa longueur. Cependant les systèmes les plus avancés aujourd'hui ne permettent pas d'atteindre la sensibilité nécessaire pour la détection acoustique sous-marine.

Le travail que nous présentons dans cette thèse s'inscrit dans le cadre des projets Astrid « MEDUSE » et Astrid Maturation « HYDRE » visant l'étude d'un système de capteur à fibre optique pour la détection d'ondes acoustiques sous-marines. Ces travaux montrent dans quelle mesure il est possible de tirer profit du récent développement, par l'Institut Non Linéaire de Nice (INLN), d'une méthode originale de détection de phase ultra-sensible basée sur l'interférométrie adaptative. **Notre objectif principal est la réalisation d'un système de capteur à fibre optique basé sur cette technologie qui permettrait (i) la réalisation d'un capteur « reconfigurable » (longueur d'un capteur et distance entre deux capteurs variables, et adaptables au mode opérationnel), (ii) de filtrer les perturbations basses fréquences directement au niveau de la détection afin de réduire les contraintes sur la conception de l'hydrophone, et (iii) d'atteindre une grande sensibilité afin de répondre aux spécifications des systèmes de détection sous-marine.**

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la compatibilité de l'interférométrie adaptative avec les capteurs à fibres optiques. Il serait en effet très avantageux de s'affranchir des perturbations lentes de l'environnement directement au niveau de la démodulation afin de simplifier la conception du capteur. L'objectif est multiple et peut être décliné à différents niveaux. Nous avons adopté une démarche allant du composant jusqu'au système final, c'est-à-dire un capteur avec son système d'interrogation. Pour cela, il est nécessaire de définir, caractériser et valider l'utilisation d'un modulateur spatial de lumière adressé optiquement comme milieu non-linéaire de recombinaison de l'interféromètre. En parallèle, il est nécessaire de définir et d'étudier une ou des architectures de capteurs à fibres optiques compatibles avec les besoins de l'acoustique sous-marine. On attachera une importance particulière à l'élongation

minimale détectable, à la bande-passante et au multiplexage. Nous mettrons aussi en évidence que l'utilisation d'une fibre multimode, associée à l'holographie adaptative permet d'améliorer la sensibilité.

Dans le chapitre 1, nous présenterons les capteurs à fibres optiques et plus particulièrement ceux destinés à la réalisation d'hydrophones. Nous reviendrons sur les besoins en matière de sensibilité. Puis, nous nous intéresserons au principe de l'interférométrie adaptative.

Dans le chapitre 2, nous présenterons le principe général des modulateurs spatiaux de lumière ainsi que leurs principales caractéristiques. On s'intéressera en particulier au choix des différents composants les constituant et à leurs propriétés. Ensuite, nous présenterons une méthode pour caractériser le modulateur spatial de lumière opérant à $1.55\text{ }\mu\text{m}$ (compatible avec les composants télécom) et offrant des caractéristiques intéressantes pour l'interférométrie adaptative.

Dans le chapitre 3, nous présenterons la réalisation d'un interféromètre adaptatif basé sur nos modulateurs spatiaux de lumière. Nous nous intéresserons en particulier à la mesure de déphasage induit sur l'onde optique par une élongation calibrée. Ceci nous permettra d'estimer le déphasage minimum détectable, la bande-passante de l'interféromètre, la linéarité de détection et la résolution spatiale. Nous verrons qu'il est possible de réaliser un interféromètre adaptatif, basé sur un modulateur spatial de lumière à adressage optique, à la longueur d'onde de $1.55\text{ }\mu\text{m}$. Puis, nous présenterons une méthode originale permettant d'augmenter sa sensibilité par l'utilisation d'une fibre optique multimode. Sous certaines conditions, les différentes contributions de chacun des modes se propageant dans la fibre s'ajoutent en phase, ce qui conduit à un meilleur rapport signal-sur-bruit. Enfin, nous proposerons une alternative pour réaliser un interféromètre adaptatif en s'appuyant sur le principe d'holographie numérique.

Le chapitre 4 est dédié à l'optimisation des différents éléments constituant l'interféromètre adaptatif afin d'étudier ses limitations en particulier en ce qui concerne le déphasage minimal détectable. Nous présenterons pour cela une étude sur les bruits de l'interféromètre induits par le laser, le modulateur spatial de lumière et la détection.

Enfin, dans le chapitre 5, nous présenterons deux architectures de capteur à fibre optique utilisant un interféromètre adaptatif pour la démodulation. L'une est basée sur des capteurs localisés et la seconde s'inspire d'une technique distribuée. Pour chaque cas nous présenterons les performances ainsi que les limitations et les perspectives possibles pour les futures applications.

1 Contexte et état de l'art

Dès le début des années 70, des études sur les fibres optiques ont été menées avec pour motivation principale la réalisation de capteurs à fibres optiques. Ces travaux ont par la suite été amplement aidés par l'avènement de la filière optique télécom. Ils ont donné naissance à de nombreuses démonstrations expérimentales et certaines technologies sont aujourd'hui éprouvées. Les capteurs à fibres optiques présentent de nombreux avantages par rapport aux technologies conventionnelles de par les propriétés intrinsèques de la fibre optique tout en offrant des performances équivalentes. Parmi ces propriétés, on peut citer leur encombrement réduit et leur faible poids, leur immunité aux perturbations électromagnétiques, les possibilités de multiplexage ainsi que la transmission longue distance grâce aux faibles pertes de propagation.

Un capteur à fibre optique est défini comme un dispositif dans lequel l'information est créée dans le chemin optique par réaction de la lumière à la grandeur à mesurer (norme AFNOR¹ [6]). La détection peut alors être basée sur une mesure d'amplitude, de polarisation, ou encore de phase [7] de la lumière. Les grandeurs physiques mesurées par les capteurs à fibres optiques sont principalement la température, la déformation, la pression, l'humidité, les rayonnements .

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux différentes configurations de capteurs à fibres optiques existantes. Plus spécifiquement, nous résumerons les architectures de capteurs utilisés dans le domaine de l'acoustique sous-marine. Nous présentons leurs performances, ce qui fournira un critère quantitatif pour évaluer nos capteurs. Puis on s'intéressera aux bases de l'holographie dynamique et à ses avantages pour la réalisation de capteurs à fibres optiques.

¹ Association Française de Normalisation

1.1 Capteurs à fibres optiques

La majorité des capteurs à fibres optiques reposent sur la mesure d'une grandeur physique à un instant et un endroit donnés. Cependant, suivant le besoin et la technologie considérée, le choix de l'architecture du capteur peut varier. On peut distinguer trois familles (Figure 1.1) de capteurs à fibres optiques dits, d'extrémité, localisés et distribués. Elles seront décrites dans la suite.

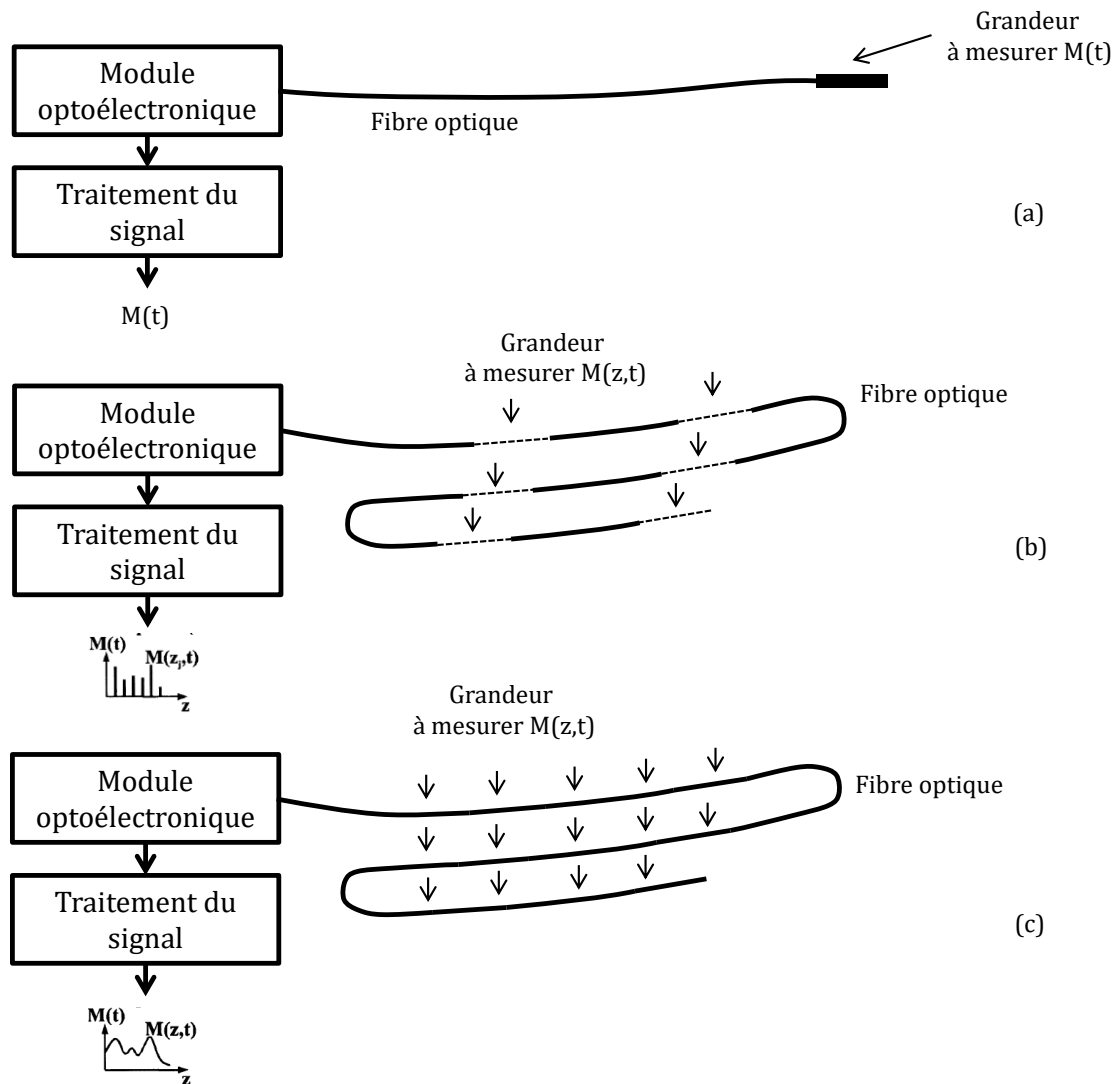


Figure 1.1 : Schémas descriptifs de différentes configurations de capteurs à fibres optiques. (a) capteur d'extrémité (b) capteurs localisés (c) capteur distribué [8].

Dans la suite, nous reviendrons dans un premier temps sur les bruits en acoustique sous-marine. Puis nous présenterons des exemples de capteurs à fibres optiques basés sur les trois familles citées auparavant et compatibles avec la détection acoustique sous-marine. Notons qu'il existe un très grand nombre de technologies différentes dans le domaine des capteurs à fibres optiques. La liste non exhaustive présentée ci-après se restreint aux technologies les plus pertinentes au regard de la technologie et de l'application étudiées dans cette thèse.

1.2 Bruit acoustique sous la mer

Un hydrophone est un objet qui permet de mesurer un signal acoustique sous l'eau, par l'intermédiaire des variations de pression qui lui sont associées. Il doit répondre à des critères particuliers propres à l'environnement sous-marin. En particulier, un hydrophone doit être sensible à de très faibles variations de pression (de l'ordre de 100 μPa) en présence d'une pression statique très élevée (environ 1 bar ajouté tous les 10 m de profondeur). De plus, il doit être peu sensible aux variations de température et à l'accélération. La bande passante acoustique se situe, suivant l'application, de quelques Hz à quelques dizaines de kHz [9].

Le niveau de bruit acoustique ambiant sous l'eau varie considérablement en fonction de la localisation géographique, de la profondeur, du trafic maritime, ou encore de la météo [10] et de la fréquence acoustique considérée. La plupart des systèmes sonars² opèrent dans la bande 1 kHz – 100 kHz. De nombreuses études ont été proposées afin de mieux comprendre les différents bruits présents sous la mer. Un modèle simplifié et empirique a été proposé par Knudsen en 1948 permettant de définir le niveau de bruit sous l'eau par la relation

$$NL_{surf} = \begin{cases} NL_{1k} & \text{si } f < 1000 \text{ Hz} \\ NL_{1k} - 17 \log\left(\frac{f}{1000}\right) & \text{si } f > 1000 \text{ Hz} \end{cases} \quad (1.1)$$

NL_{surf} ³ est le niveau de bruit de surface, en dB re 1 $\mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$, avec $P_{dB \text{ re } 1 \mu\text{Pa}} = 20 \log(P_{Pa}/1 \mu\text{Pa})$ et NL_{1k} est un niveau de bruit à 1 kHz dépendant de l'état de la mer dont les valeurs sont répertoriées dans le [tableau 1.1](#). La rupture de pente à 1 kHz traduit que la loi ne s'applique plus et que c'est le bruit de trafic qui devient dominant. Notons que le bruit de surface désigne un bruit sous-marin, dont la principale source est le bruit généré en surface. Le plus faible bruit ambiant est appelé bruit de mer zéro ou DSS0⁴.

Tableau 1.1 : Valeurs du paramètre NL_{1k} de l'échelle de Knudsen (en dB re 1 $\mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$) pour différents états de la mer (niveau de bruit donné à 1 kHz).

DSS	0	0.5	1	2	3	4	5	6
NL_{1k}	44.5	50	55	61.5	64.5	66.5	68.5	70

A partir du modèle de Knudsen, on a calculé ([Figure 1.2](#)) la densité spectrale de bruit de mer pour différents états.

² Sound Navigation and Ranging

³ Surface Noise Level : bruit de surface sous l'eau

⁴ Deep Sea State Zero

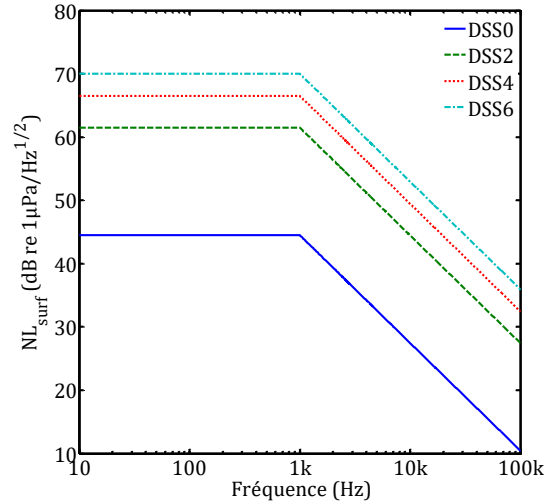


Figure 1.2 : Densité spectrale de bruit de mer suivant l'échelle de Knudsen pour différents états de mer (0, 2, 4 et 6).

La sensibilité d'un hydrophone doit être comparée au niveau de bruit correspondant à l'environnement pour lequel il est conçu. Ce critère est pertinent pour évaluer le potentiel du capteur étudié dans cette thèse.

1.3 Sensibilité à l'élongation d'une fibre optique

On s'intéresse ici à la sensibilité à l'élongation d'une fibre optique en silice soumise à une onde de pression acoustique. L'élongation longitudinale relative $\varepsilon = \Delta L/L$ (dont l'unité est le « strain » (déformation en anglais)) de la fibre optique, due à une pression P , est donnée par la relation [11]

$$\varepsilon = (2\nu - 1) \frac{P}{E}, \quad (1.2)$$

où ν et E sont respectivement le coefficient de Poisson et le module d'Young du matériau constituant la fibre optique. Pour la silice, $\nu = 0,165$ et $E = 70 \text{ GPa}$. Le bruit de mer zéro à 1 kHz (44,5 dB re $1 \mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$) correspond à une pression $P = 160 \mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$ ce qui induit sur la fibre optique une élongation longitudinale relative $\varepsilon = -1,5 \times 10^{-15}$ strain. Pour détecter DSS0 à 1 kHz, il faut donc concevoir un système dont le bruit est inférieur à DSS0 et permettant de détecter une variation de longueur de l'ordre de 10^{-15} m sur un mètre.

1.4 Capteurs d'extrémité

Les capteurs d'extrémité sont le plus souvent extrinsèques, c'est-à-dire que l'élément qui transforme la grandeur à mesurer en modulation d'un paramètre (amplitude, phase ou polarisation) de l'onde optique est extérieur à la fibre optique. Celle-ci ne sert que de liaison entre le point de mesure et la réception. Elle permet de transmettre l'information du capteur à l'unité de traitement, et, dans certains cas, de fournir au capteur l'énergie nécessaire à son fonctionnement. Ce genre de configuration permet d'avoir une grande

liberté sur la conception du capteur. Les premiers résultats présentés dans le passé étaient basés sur les déplacements relatifs de deux miroirs d'une cavité interférométrique de Fabry-Perot [12]. Dernièrement, des capteurs basés sur l'utilisation de membranes en silicium ont été démontrées (Figure 1.3). La cavité résonnante est dans ce cas formée entre l'extrémité de la fibre optique, possédant un traitement réfléchissant et la membrane qui joue le rôle de second miroir et de transducteur pour l'onde acoustique [13].

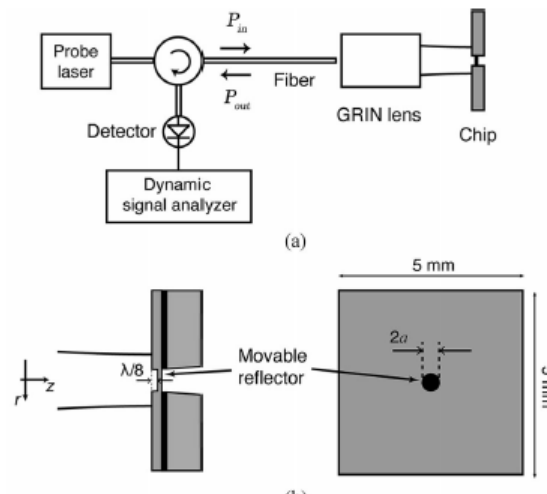


Figure 1.3 : Schéma d'un capteur d'extrémité à base d'une membrane en silicium pour la mesure de pression acoustique. (a) Système d'interrogation d'un capteur et (b) schéma de principe d'un capteur [13].

Ce type de capteur a démontré de bonnes performances pour l'acoustique sous-marine (sensibilité d'un capteur unitaire égale à $10 \mu Pa/\sqrt{Hz}$ à 30 kHz) et possède une bande-passante élevée (typiquement de quelques Hz à 100 kHz), ce qui permet d'utiliser la même technologie pour différentes applications. Cependant, ils ne permettent pas de réaliser une antenne compacte le long d'une même fibre optique et leur mise en réseau s'appuie sur une méthode de multiplexage temporel qui nécessite l'utilisation d'amplificateurs à fibres optiques. Ceci se traduit par une sensibilité dépendante du nombre total de capteurs. Une étude générale des performances de tels systèmes a été proposée récemment [14], [15].

1.5 Capteurs localisés

Il existe différentes configurations de capteurs à fibres optiques localisés. Les premiers étudiés sont basés sur des capteurs interférométriques, par exemple, en configuration Mach-Zehnder. Par la suite, la maîtrise de la fabrication des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres optiques a permis de mettre en œuvre des capteurs à fibres optiques plus compacts et très robustes. De manière générale, ces capteurs sont intrinsèques, c'est-à-dire que la grandeur physique à mesurer induit une perturbation sur la fibre optique. Pour les différents capteurs que nous présentons dans la suite, on mesure une elongation de la fibre.

1.5.1 Capteurs interférométriques

A la différence des capteurs d'extrémité présentés précédemment, les capteurs interférométriques sont placés localement et retournent l'information démodulée au récepteur. Ils sont constitués d'un bras de référence insensible à la grandeur à mesurer (isolé et/ou court) et d'un bras signal sensible (Figure 1.4a). Chaque capteur est donc un interféromètre dont la mise en réseau est possible par multiplexage en longueur d'onde et/ou temporel. Le développement de ce type de dispositif a été extrêmement poussé par le Naval Research Laboratory (NRL) pour la réalisation d'hydrophones à fibres optiques (Figure 1.4b) et ce sont ces capteurs qui équipent aujourd'hui les sous-marins de l'US Navy de la classe Virginia [16].

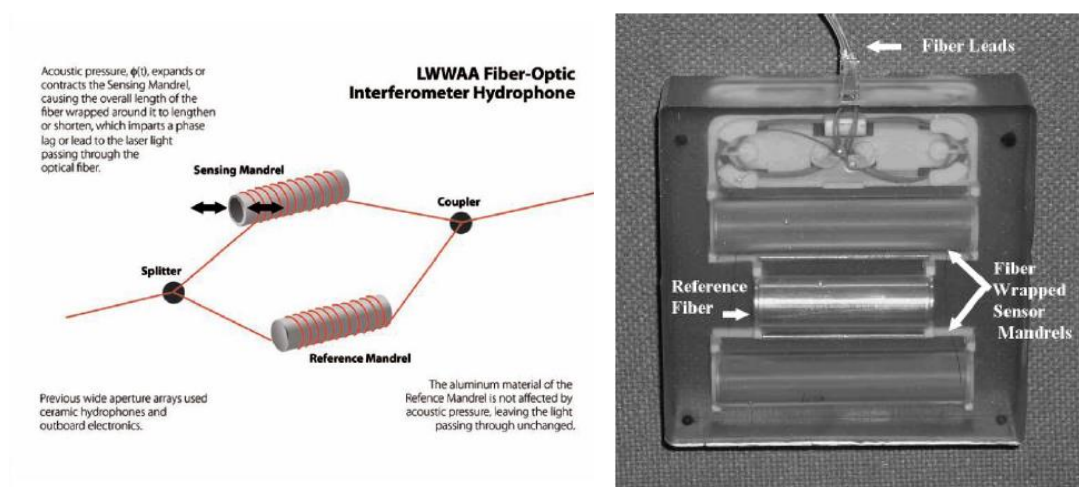


Figure 1.4 : (a) Schéma de principe d'un capteur interférométrique composé d'un bras de référence insensible à la pression acoustique et d'un bras signal sensible. Lorsqu'une onde de pression est incidente sur le capteur, l'onde signal voit son chemin optique modifié par rapport à l'onde se propageant dans le bras de référence ce qui permet de mesurer la perturbation et (b) Photo d'un capteur interférométrique développé par le NRL [16].

Ce type de capteur permet d'atteindre les performances nécessaires pour les applications sonar et autorise la mise en réseau de nombreux capteurs (de l'ordre de quelques centaines [17]). Cependant, ils nécessitent une grande longueur de fibre optique (typiquement quelques dizaines de mètres) ce qui a un impact sur le coût de fabrication, sur les dimensions caractéristiques du capteur et donc sa bande-passante (limités à quelques centaines de Hz) et enfin sur sa facilité d'intégration et/ou de déploiement (poids, encombrement).

1.5.2 Capteurs à réseaux de Bragg

Un réseau de Bragg est un réseau de volume inscrit dans le cœur d'une fibre optique par une variation périodique de l'indice de réfraction. La méthode de fabrication la plus courante requiert l'utilisation d'un laser ultraviolet. Le cœur de la fibre optique,

préalablement dopé (hydrogéné) pour augmenter la sensibilité UV de la silice, permet d'inscrire des variations d'indice [18]. La méthode d'inscription la plus utilisée est basée sur une méthode interférométrique qui requiert l'utilisation d'un masque de phase [19]. Il est également possible d'inscrire le réseau en éclairant la fibre par un réseau d'interférences UV [20]. Dernièrement, de nombreuses réalisations utilisant des lasers impulsionnels pour inscrire le réseau ont été reportées [21], [22].

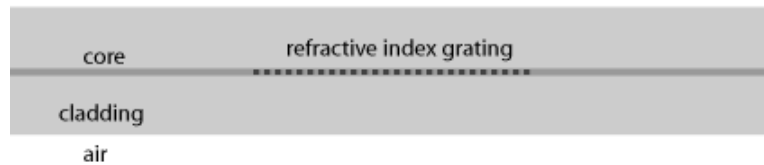


Figure 1.5 : Schéma de principe d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique [23].

Le réseau est défini par sa longueur d'onde centrale λ_B appelée longueur d'onde de Bragg, qui est déterminée par le pas du réseau Λ et l'indice effectif de la fibre optique n_{eff}

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda. \quad (1.3)$$

Un des grands avantages de cette technologie est qu'elle permet la mise en série en utilisant le multiplexage en longueur d'onde. Cependant les systèmes d'interrogation des capteurs à réseaux de Bragg reposent sur une source large bande et la mesure d'une variation de la longueur d'onde de Bragg (de l'ordre de $\lambda_B = 1,2 \text{ pm}/\mu\epsilon$ [3]), ce qui limite leur sensibilité. En conséquence, les systèmes basés sur cette technologie ne permettent pas d'atteindre des sensibilités comparables à celles requises pour les applications en acoustique sous-marine.

1.5.3 Capteurs à base de cavités lasers DFB

C'est au cours des années 2000 que les premiers capteurs basés sur des lasers à fibres DFB⁵ ont permis de démontrer expérimentalement la réalisation de capteurs à fibres optiques de très grande sensibilité, de faible diamètre et compatibles avec les besoins en multiplexage de l'acoustique sous-marine. Dans ce cas, le réseau de Bragg (comportant un déphasage local de $\pi/2$ de sa période afin de sélectionner un seul mode) est inscrit dans une fibre dopée terre-rare afin de créer une cavité laser. L'émission laser à 1550 nm, autour de longueurs d'onde compatibles des composants télécom, est un avantage système considérable, permettant de tirer profit de tous les développements de composants optiques et optoélectroniques dans ce domaine.

⁵ Distributed Feedback

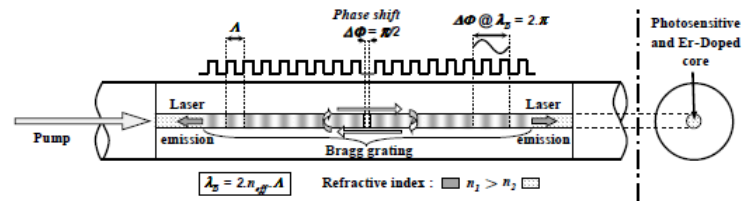


Figure 1.6 : Schéma de principe d'une cavité laser à fibre optique. Elle est constituée d'un réseau de Bragg (avec un déphasage de $\pi/2$, par exemple localisé au milieu) inscrit dans le cœur d'une fibre optique dopée terre rare. Lorsqu'une onde acoustique est incidente sur le laser, elle induit une déformation longitudinale de la cavité ce qui décale sa longueur d'onde d'émission [24].

Une onde acoustique à la fréquence f_{ac} induit une modulation de la fréquence optique émise par le laser à f_{ac} , via la modulation de la longueur de la cavité. Or ces composants présentent un bruit de fréquence très faible (de l'ordre de $20 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz). Toute modulation de fréquence supérieure à cette valeur est détectable par une méthode interférométrique [25]. Afin d'induire une modulation de fréquence optique supérieure à cette valeur pour une pression de $P = 160 \text{ } \mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$ (DSS0 à 1 kHz), un élément mécanique amplificateur est utilisé. Il permet de transformer la déformation radiale due à l'onde acoustique en élongation longitudinale de la fibre optique. De plus, du fait de sa conception et de sa réalisation, cet objet garantit une insensibilité à la pression statique et compense les variations de température.

1.6 Capteurs distribués

Une des technologies les plus récentes et très étudiée actuellement est celle des capteurs à fibres optiques distribués. Ils sont basés sur l'exploitation des phénomènes de diffusion dans les fibres optiques. Le principal avantage est que la zone sensible est distribuée tout le long de la fibre optique. De plus, certaines technologies sont reconfigurables, c'est à dire que la résolution spatiale et la longueur du capteur peuvent être modifiées. Les capteurs distribués suscitent actuellement un fort intérêt dans différents domaines tels que le secteur pétrolier [26], l'aéronautique [27] ou encore le génie civil [28]. Les capteurs acoustiques basés sur la rétrodiffusion Rayleigh se réfèrent dans la littérature sous l'acronyme DAS⁶ [29].

Lorsque la lumière traverse un milieu transparent, elle peut être en partie déviée de sa trajectoire par diffusion. Cet effet est dû aux inhomogénéités de l'indice de réfraction du milieu. La nature des inhomogénéités détermine le type de diffusion subie par la lumière, c'est-à-dire ses propriétés spectrales et son efficacité. On distingue trois types de diffusions dans les fibres optiques. La diffusion Rayleigh est un processus élastique (c'est-à-dire sans décalage en fréquence), sensible à la contrainte et peu sensible aux

⁶ Distributed Acoustic Sensors

variations de température. Pour des largeurs spectrales suffisamment fines et à partir d'un certain seuil d'intensité optique injectée dans la fibre, on voit apparaître les effets Brillouin et Raman. Ce sont des processus inélastiques provenant de l'interaction de l'onde optique avec des phonons acoustiques et optiques. La diffusion Brillouin est sensible à la température et à la contrainte. La diffusion Raman n'est sensible qu'à la température.

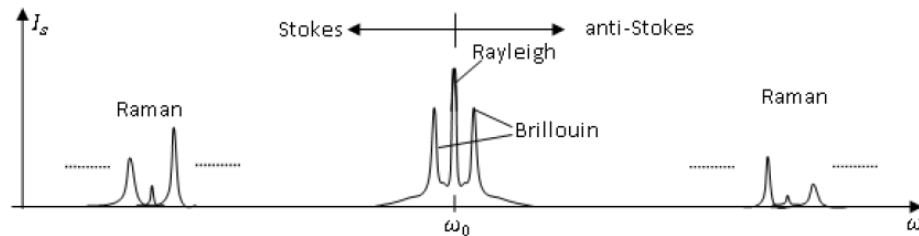


Figure 1.7 : Représentation spectrale des ondes diffusées par une fibre optique, ω_0 correspond à la pulsation de l'onde optique injectée dans la fibre [5].

Ces phénomènes, souvent perçus comme des facteurs limitants dans les systèmes optoélectroniques, ont rapidement été tournés à leur avantage afin de mesurer l'atténuation dans les fibres optiques. En effet, il s'agit d'une méthode non destructive capable de fournir des mesures sur des installations déjà déployées. Les premières réalisations expérimentales datent du milieu des années 70 avec l'étude de la rétrodiffusion dans les guides d'ondes optiques et l'intérêt d'utiliser cette méthode pour la caractérisation de fibres optiques [30]. Ces techniques se réfèrent aux principes d'OTDR⁷ et d'OFDR⁸. De nombreuses réalisations expérimentales ont été proposées utilisant les différents processus de diffusion existants dans les fibres optiques [5]. Dans la suite, on se concentrera sur le processus de diffusion Rayleigh sans rentrer dans les détails des processus de diffusion Brillouin et Raman.

1.6.1 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un phénomène qui est dû aux inhomogénéités d'indice de réfraction de la fibre optique. Ces dernières apparaissent lors de la fabrication et plus particulièrement lors du refroidissement du verre. C'est un processus linéaire, ce qui signifie que la puissance optique diffusée est proportionnelle à la puissance optique incidente.

La première méthode à avoir utilisé la rétrodiffusion Rayleigh est appelée réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR). Cette technique est basée sur l'analyse temporelle du signal rétrodiffusé le long d'une fibre optique et permet de

⁷ Optical Time Domain Reflectometry

⁸ Optical Frequency Domain Reflectometry

localiser des défauts ou cassures. Le principe consiste à envoyer une impulsion issue d'une source optique large bande et de mesurer, en fonction du temps, l'amplitude du signal rétrodiffusé au cours de la propagation. Une trace typique présentant le niveau de signal réfléchi en fonction de la distance est présentée Figure 1.8.

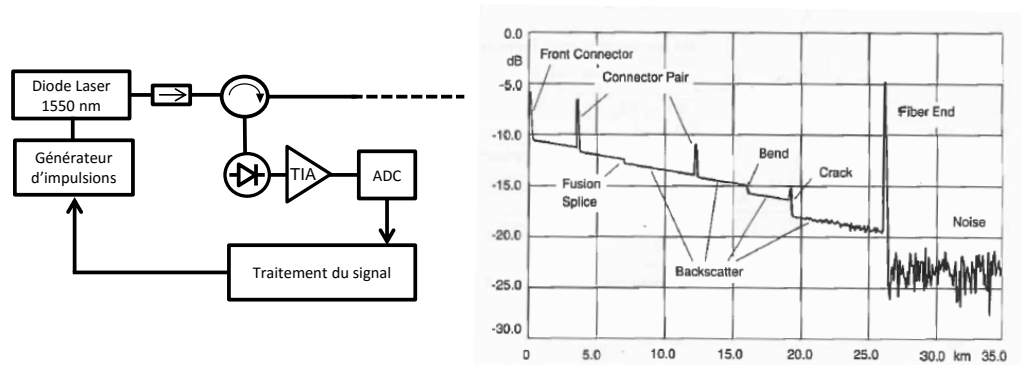


Figure 1.8 : Schéma de principe d'un système d'OTDR classique et trace typique du niveau réfléchi en fonction de la position. TIA : amplificateur trans-impédance ; ADC : convertisseur analogique-numérique [31].

Cependant cette méthode ne permet pas de mesurer des variations de phase et possède une sensibilité limitée. L'utilisation de sources laser de faible largeur spectrale (typiquement 0,1-1 MHz) a donné naissance à une nouvelle technique appelée « phase-OTDR ». Le schéma de principe est décrit en Figure 1.9. L'architecture standard est basée sur un laser de faible largeur de raie modulé en intensité afin d'obtenir des impulsions qui sont envoyées dans une fibre optique par l'intermédiaire d'un circulateur. Un compromis est nécessaire entre la durée de l'impulsion et le temps de cohérence de la source, afin de limiter les conversions de bruits. Chaque impulsion est rétrodiffusée au cours de sa propagation et on utilise un interféromètre pour extraire la phase de l'onde rétrodiffusée. Le signal temporel issu d'une photodiode est utilisé. Chaque tranche de signal correspond à une localisation le long de la fibre optique. La différence de marche dans l'interféromètre fixe la résolution spatiale du capteur. Chaque rétrodiffusion donne l'état de la fibre optique sur toute sa longueur. On peut alors extraire l'information temporelle (amplitude, fréquence) par segmentation. Dans ce type d'architecture, la bande-passante est limitée par le taux de répétition des impulsions et donc par la longueur totale du capteur. En effet, il est nécessaire d'attendre qu'une impulsion ait parcouru un aller-retour avant de pouvoir envoyer la suivante. La résolution spatiale de cette architecture permet d'être facilement adaptée en contrôlant la différence de marche dans l'interféromètre, ce qui élargit le champ d'application.

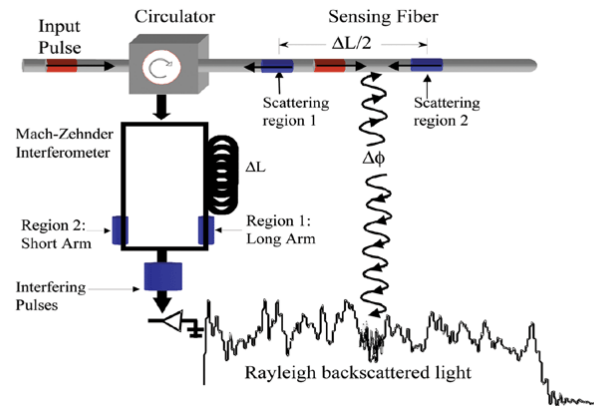


Figure 1.9 : Principe d'une architecture OTDR sensible à la phase. Une impulsion issue d'une source cohérente est envoyée dans la fibre optique sensible. On collecte alors la rétrodiffusion par l'intermédiaire d'un circulateur, puis celle-ci est envoyée dans un interféromètre dont la différence de marche définit la résolution spatiale du capteur [32].

La première démonstration expérimentale a été proposée par Posey et al. en 2000 [33]. Le point clé réside dans le choix de l'interféromètre utilisé ainsi que le traitement du signal pour extraire l'information sur la phase. Afin de garantir la mesure, il est nécessaire de proposer un interféromètre fonctionnant en régime linéaire, indépendant de la polarisation et isolé mécaniquement et thermiquement. On peut citer deux réalisations notables, l'une utilisant un interféromètre 3 bras [34] et l'autre une démodulation du type PCG⁹ [35] pour stabiliser la démodulation. Les elongations minimales détectables reportées avec cette technologie sont de l'ordre de la dizaine de $n\epsilon$.

1.6.2 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin a pour origine la variation d'indice de réfraction due à des différences de pression locale. Elle a été prédite par Brillouin en 1922 [36] puis démontrée expérimentalement en 1950 par Krishnan [37]. Il s'agit de différences de pression générées par une onde acoustique se propageant dans la fibre optique. Lorsque ces variations de pression sont uniquement liées au bruit thermique, l'onde lumineuse incidente (onde « pompe ») subit, au cours de sa propagation, une diffusion Brillouin dite « spontanée ». Si en revanche ces perturbations sont générées et/ou amplifiées par des ondes lumineuses (par électrostriction) la diffusion Brillouin est dite « stimulée ».

L'onde acoustique se propage à la vitesse du son dans la fibre optique, principalement dans la même direction que l'onde « pompe ». La modulation périodique d'indice de réfraction qu'elle induit se comporte comme un miroir de Bragg mobile. L'onde diffusée est principalement rétrodiffusée (onde « Stokes »). Celle-ci est décalée

⁹ Phase Carrier Generation

vers les basses fréquences (de l'ordre de 10 GHz dans les fibres optiques) par rapport à la fréquence de l'onde « pompe », par effet Doppler.

Une des premières démonstrations de capteur à fibre optique par diffusion Brillouin date de la fin des années 80. Elle avait été proposée comme une alternative aux méthodes d'OTDR classiques pour mesurer l'atténuation dans les fibres optiques [38]. La mesure d'un décalage fréquentiel rend cette méthode très robuste aux fluctuations de puissance optique et aux pertes de propagation. La fréquence Brillouin ν_B s'écrit $\nu_B = 2nV_a/\lambda$ où n est l'indice de réfraction de la fibre optique, λ est la longueur d'onde de l'onde de pompe et V_a est la vitesse de l'onde acoustique dans le cœur de la fibre optique. Cette vitesse dépend de la température et de la densité du matériau. Par conséquent la fibre optique peut être utilisée comme capteur de température ou d'élongation. On présente (Figure 1.10), les courbes d'évolution de la température et de l'élongation en fonction du décalage Brillouin.

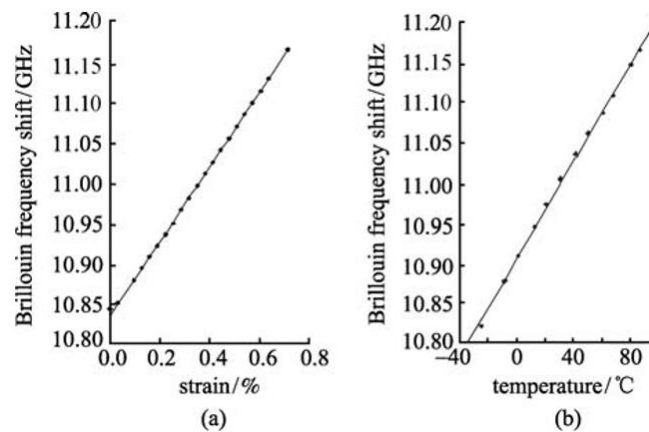


Figure 1.10 : Relation entre (a) l'élongation de la fibre optique et le décalage Brillouin (coefficient 505.5 MHz/%) et (b) la température et le décalage Brillouin (coefficient 0.95 MHz/°C) pour une onde de pompe à 1.55 μm dans une fibre optique monomode standard [39].

Il existe différents types d'interrogation pour la réalisation de capteurs distribués Brillouin. La méthode de Brillouin OTDR (BOTDR¹⁰) repose sur la rétrodiffusion Brillouin spontanée générée par une impulsion de pompe de forte intensité [40]. L'information sur la température et/ou l'élongation est ensuite extraite en mesurant les variations de fréquence Brillouin de l'onde Stokes. Une autre méthode, appelée Brillouin OTDA (BOTDA¹¹) repose sur une méthode pompe-sonde pour générer de la rétrodiffusion stimulée [41].

¹⁰ Brillouin Optical Time Domain Reflectometry

¹¹ Brillouin Optical Time Domain Analysis

1.7 Holographie adaptative

Comme l'interférométrie classique, l'interférométrie adaptative permet de mesurer le déphasage optique induit entre une onde portant une modulation de phase et une onde de référence. Cependant, cette méthode s'appuie sur l'utilisation d'un support d'holographie dynamique, milieu non-linéaire, pour la recombinaison des deux ondes (Figure 1.11). Cet aspect dynamique présente notamment l'avantage de filtrer les modulations de phase basse fréquence. En interférant, les deux ondes créent une figure d'interférences qui est enregistrée dans le milieu non-linéaire. Si on se réfère au principe de l'holographie, les étapes d'écriture et de lecture de l'hologramme se font simultanément. On parle aussi d'auto-diffraction ou encore de mélange à deux ondes, comme on le décrira dans le **chapitre 3**. Les ordres de diffraction partagent deux à deux (ordre de diffraction m d'une onde et $m-1$ de l'autre) la même direction de propagation et sont en opposition de phase. Cette propriété de l'holographie dynamique permet de maintenir la démodulation linéaire sans contrôle du point de fonctionnement de l'interféromètre. De plus, les fronts d'ondes sont adaptés pour les modulations de phase dont la fréquence se situe dans la bande du support holographique. Autrement dit, toutes les variations de phase plus lentes que le temps de réponse du support holographique sont filtrées intrinsèquement par l'interféromètre. Par conséquent, l'interféromètre est robuste aux variations lentes de l'environnement, par exemple la température et la pression statique.

L'idée d'utiliser cette méthode pour mesurer un déphasage dans une fibre optique a été proposée par Hall en 1980 [42]. Le support holographique utilisé était alors un cristal photoréfractif. Ces derniers ont été largement étudiés par la suite pour différentes longueurs d'onde et de multiples configurations. Par ailleurs, les interféromètres adaptatifs ont trouvé différentes applications industrielles telles que le contrôle non destructif [43] ou encore l'imagerie acousto-optique pour les applications biologiques [44].

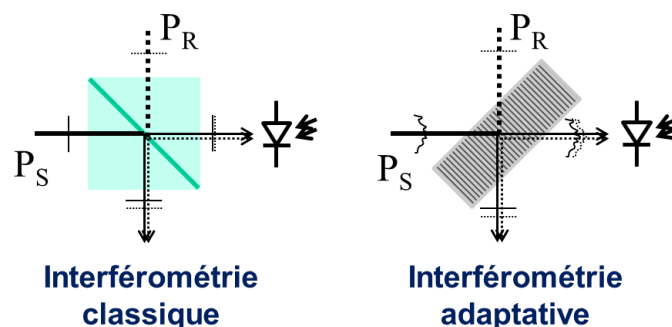


Figure 1.11 : (a) schéma de l'interférométrie classique. Les deux ondes sont recombinaisonnées sur un cube. (b) Schéma explicatif d'un interféromètre adaptatif. Les deux ondes sont recombinaisonnées dans un milieu non-linéaire conduisant à l'enregistrement d'un hologramme dynamique. Les deux ondes diffractent sur l'hologramme. L'interféromètre garantit intrinsèquement une démodulation linéaire. De plus, la démodulation de phase est insensible aux perturbations de l'environnement lentes devant le temps de réponse du milieu non-linéaire.

La majorité des expériences d'interférométrie adaptative mettent en œuvre des cristaux photoréfractifs [45]. Ceux-ci nécessitent l'utilisation de champs électriques intenses pour maintenir une démodulation linéaire et améliorer l'efficacité du processus de couplage mis en jeu dans le cristal [46]. Dans ce cas, la bande-passante de l'interféromètre dépend de l'intensité optique sur le cristal [47]. Une méthode récente [48] a été proposée pour démoduler la phase d'une onde se propageant dans une fibre optique multimode. Elle est basée sur un cristal photoréfractif et sur la polarisation des ondes incidentes et ne requiert pas l'application d'un champ électrique. Dans cette configuration, la sensibilité est dépendante des variations de polarisation des ondes incidentes. Ces techniques nécessitent l'utilisation de lasers de forte intensité (typiquement entre 0,1 et 100 W/cm²) et opèrent à des longueurs d'onde se situant dans le visible et dans le proche infrarouge. Nous avons présenté dans le [tableau 1.2](#) les principaux résultats obtenus avec des interféromètres adaptatifs utilisant des cristaux photoréfractifs.

Tableau 1.2 : Cristaux photoréfractifs reportés dans la littérature pour la réalisation d'interféromètres adaptatifs. On présente les paramètres de l'expérience (longueur d'onde, champ électrique) ainsi que les performances obtenues (intensité optique, fréquence de coupure basse) [45].

Cristal	λ (nm)	E (kV/cm)	I₀ (W/cm²)	f_c (Hz)
BaTiO ₃	514	8	n.c.	1
Bi ₁₂ SiO ₂₀	532	5	0,84	10
Bi ₁₂ TiO ₂₀	633	.	3	n.c.
Bi ₁₂ TiO ₂₀	633	.	3	n.c.
GaP	633	.	17,2	4500
GaP	633	10	17,2	1200
Bi ₁₂ TiO ₂₀	633	.	0,5	0,03
CdZnTe:V	1060	9	0,022	40
GaAs	1064	.	40	10000
GaAs	1064	.	50	3500
CdTe :V	1064	.	0,066	300
CdTe :V	1064	.	67	1250
CdTe :Ti	1064	9	10	3000
InP :Fe	1064	7	100	1000
CdTe :Ge	1550	8	0,14	1000
CdTe :V	1550	8	67	15

L'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière (SLM¹²) à adressage optique comme milieu non-linéaire a été proposée par l'Institut Non Linéaire de Nice [49]. La première démonstration consiste en la détection d'une modulation de phase induite sur une onde

¹² Spatial Light Modulator

optique par une modulation du chemin optique via un miroir monté sur une cale piézo-électrique. L'interféromètre est en configuration Mach-Zehnder et la longueur d'onde est de 532 nm.

L'utilisation de SLM à adressage optique est particulièrement intéressante car, contrairement à l'utilisation d'un cristal photoréfractif, elle permet de dissocier la photoconduction de l'effet électro-optique. On peut alors optimiser les matériaux suivant le besoin. En particulier, l'utilisation de cristaux liquides permet d'avoir un milieu dont la biréfringence est typiquement deux ordres de grandeur supérieure aux cristaux photoréfractifs tout en conservant une fréquence de coupure comprise entre quelques Hz et une centaine de Hz. Nous verrons dans le **chapitre 2** comment on peut réaliser un modulateur spatial de lumière optimisé pour fonctionner à 1,55 μm et par conséquent utilisable avec les composants à fibres optiques.

1.8 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons introduit les principaux types de capteurs à fibres optiques rencontrés dans le domaine de l'acoustique sous-marine. Cela nous a permis de présenter les ordres de grandeurs de sensibilités attendues afin de positionner les capteurs réalisés dans le cadre de cette thèse. De plus, nous avons présenté le principe général de l'interférométrie adaptative. Dans le chapitre suivant, nous nous intéressons en particulier à la réalisation de modulateurs spatiaux de lumière qui sont utilisés par la suite afin de fabriquer un interféromètre adaptatif.

2 Les modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides

Ce chapitre décrit l'étude, la fabrication ainsi que la caractérisation de modulateurs spatiaux de lumière, briques de base nécessaires à la réalisation de l'interféromètre adaptatif étudié dans ce travail. Nous reviendrons tout d'abord sur leur principe de fonctionnement puis nous présenterons plus spécifiquement les différentes étapes de fabrication d'un SLM opérant autour de $1,55\text{ }\mu\text{m}$. Enfin, nous présenterons leurs caractéristiques électriques et optiques.

2.1 Principe de fonctionnement

Un modulateur spatial de lumière (SLM pour Spatial Light Modulator en anglais), est un composant commandé par un signal, électrique ou optique, permettant de coder spatialement (en intensité ou en phase) un signal optique. On parlera alors dans le premier cas d'un SLM à adressage électrique et dans le second cas d'un SLM à adressage optique. De nombreuses technologies ont été étudiées avec, à l'origine, comme principale application le traitement d'informations optiques. On peut citer en particulier les SLMs basés sur les cristaux liquides [50], les multi-puits quantiques [51], les dispositifs magnéto-optiques [52], les cellules acousto-optiques de Bragg [53] ou encore les miroirs déformables [54]. Aujourd'hui, les SLMs sont employés dans des domaines aussi variés que l'imagerie [55], l'holographie numérique [56], la mise en forme de faisceaux et/ou d'impulsions laser [57], [58], la correction de front d'onde [59]. Plus récemment, on a retrouvé ces derniers dans le domaine des télécommunications par fibres optiques afin de réaliser le multiplexage modal dans des fibres optiques faiblement multimodes [60]. Dans la suite, on s'intéresse aux SLMs basés sur l'utilisation de cristaux liquides commerciaux.

2.2 Généralités sur les cristaux liquides

Les cristaux liquides sont des matériaux organiques dont les propriétés physico-chimiques sont intermédiaires entre celles des solides et celles des liquides. Pour cela les phases cristal liquide sont aussi appelées mésophases [61]. Les molécules les

constituant possèdent donc à la fois un ordre structurel et des propriétés propres aux cristaux telles que l'anisotropie optique, diélectrique ou encore élastique. Les phases les plus étudiées sont les phases thermotropes où le paramètre d'état est la température. En fonction de l'ordre qui s'y trouve (position, orientation des molécules), on distingue différentes mésophases : nématique, cholestérique, smectique (Figure 2.1). Les cristaux liquides nématiques ont été très largement étudiés en optique pour leur grande biréfringence et pour la facilité à contrôler leur orientation par des champs électriques et/ou magnétiques. Les molécules sont orientées suivant une direction préférentielle, définie par un vecteur \vec{n} appelé le directeur. Elles possèdent les propriétés d'un milieu optique anisotrope uniaxe avec un axe optique orienté suivant \vec{n} . Les nématiques sont caractérisés par un ordre orientationnel à longue portée. Cet ordre est quantifié par le paramètre d'ordre $S = (1/2)\langle 3 \cos^2(\theta) - 1 \rangle$ où θ est l'angle d'orientation des molécules par rapport à \vec{n} et $\langle \rangle$ indique la valeur moyenne sur l'ensemble des molécules.

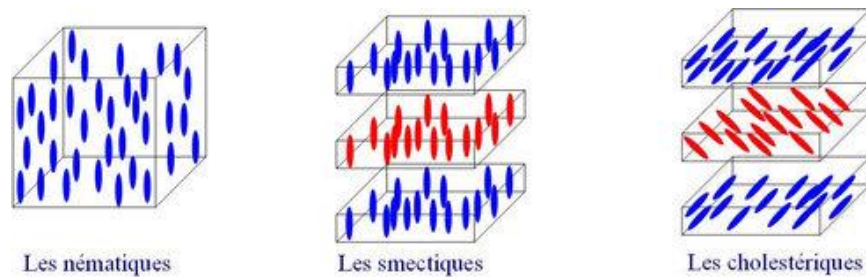


Figure 2.1 : Schéma d'un ensemble de molécules de cristaux liquides. Les nématiques sont de forme allongée présentant un ordre d'orientation et un désordre de position. Les smectiques sont organisés en couches. Elles ont donc en plus d'un ordre d'orientation, un ordre de position. Enfin, les cholestériques sont des nématiques chiraux. Ils s'arrangent de manière périodique en hélice le long du directeur [62].

L'application d'un champ électrique statique ou basse fréquence induit l'équivalent d'un dipôle électrique grâce à l'anisotropie diélectrique $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ où ϵ_{\parallel} est la constante diélectrique parallèle à \vec{n} et ϵ_{\perp} la composante orthogonale. Ceci résulte en la création de forces conduisant à la réorientation des molécules. Celles-ci tendent à s'aligner dans la direction où l'énergie de déformation est minimale. Si on considère un milieu uniaxe positif ($\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp}$), le minimum d'énergie est atteint quand les molécules sont alignées dans la direction du champ électrique. Cette réorientation apparaît à partir d'un certain seuil d'amplitude du champ appliqué \vec{E}_{seuil} , correspondant à la transition dite de Fréedericksz [63]. On peut alors contrôler l'indice de réfraction du milieu par sa biréfringence (Figure 2.2) et c'est cet effet que l'on exploite afin de réaliser des SLM.

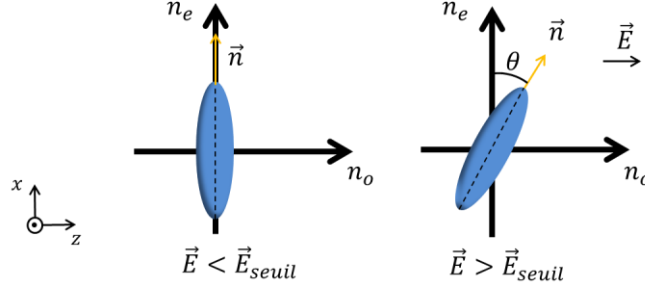


Figure 2.2 : Schéma d'une molécule de cristal liquide nématique uniaxe. Le directeur \vec{n} s'oriente suivant la direction du champ électrique \vec{E} .

Lorsqu'un champ électrique suffisamment élevé est appliqué perpendiculairement à la direction d'ancrage¹³ des molécules (c'est-à-dire la direction moyenne sans champ électrique), celles-ci s'orientent et s'opposent à la force de rappel élastique qui s'exerce entre elles. Soit $V_{LC} = E/l$ la tension appliquée entre les deux électrodes espacées d'une couche de cristaux liquides d'épaisseur l , l'angle d'équilibre θ , compris entre 0 et $\pi/2$, peut être exprimé en fonction de la tension suivant la relation [63]

$$\theta = \begin{cases} 0, & V_{LC} \leq V_{seuil} \\ 2 \tan^{-1} \left[\exp \left(-\frac{V_{LC} - V_{seuil}}{V_0} \right) \right] - \frac{\pi}{2}, & V_{LC} > V_{seuil} \end{cases} \quad (2.1)$$

où V_{seuil} est la tension de seuil de Fréedericksz et V_0 est une constante dépendant du type de cristaux liquides.

Il est possible d'exprimer l'indice de réfraction en fonction de l'angle θ que fait le directeur avec l'axe Ox . On considère une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} se propageant dans une couche de cristaux liquides nématiques suivant la direction Oz et polarisée selon \vec{n} . Le champ électrique est appliqué suivant l'axe Oz . L'indice de réfraction de la couche de cristal liquide s'écrit [63]

$$n(\theta) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_o^2 \cos^2(\theta) + n_e^2 \sin^2(\theta)}}, \quad (2.2)$$

où n_o est l'indice ordinaire (perpendiculaire à la direction d'ancrage) et n_e est l'indice extraordinaire (parallèle à la direction d'ancrage). On présente sur la Figure 2.3 la variation typique $n(\theta)$ pour le cristal liquide E7 (Merck) à 532 nm [64].

¹³ L'ancrage consiste en l'alignement des molécules selon une direction préférentielle. Il peut être perpendiculaire ou parallèle aux surfaces constituant le SLM [61].

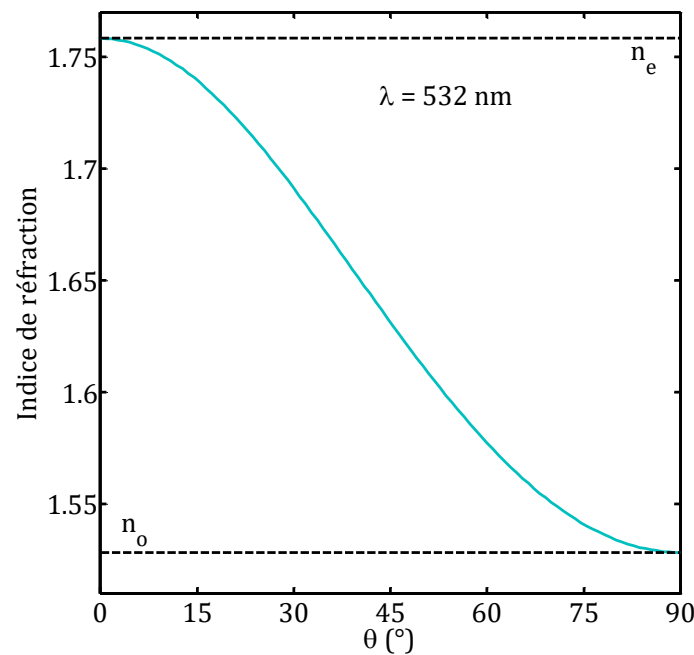


Figure 2.3 : Variation de l'indice de réfraction avec l'angle de rotation des cristaux liquides. Les indices ordinaires et extraordinaires sont pris à 532 nm [64].

Le déphasage subi par l'onde à la traversée du milieu s'écrit $\Delta\varphi(\theta) = (2\pi/\lambda)n(\theta)l$ avec λ la longueur d'onde. Il est maximum pour $n(\theta) = n_e$ (c'est-à-dire pour $\theta = 0$) et minimum pour $n(\theta) = n_o$ (c'est-à-dire pour $\theta = \pi/2$). C'est ce mécanisme qui est mis en jeu dans les SLM à adressage électrique et optique, leur différence provenant de la manière dont le champ électrique est appliqué aux cristaux liquides.

2.3 SLM à adressage électrique

Les SLM à adressage électrique commerciaux actuels reposent principalement sur une technologie. Les composants les plus récents, appelés LCOS-SLM¹⁴ [65], sont composés d'une couche de cristaux liquides nématiques enserrés entre une électrode transparente et une matrice de pixels CMOS¹⁵. Ces derniers opèrent la plupart du temps en réflexion par l'intermédiaire d'un traitement réfléchissant déposé sur la matrice CMOS. Une couche d'ancrage sur chaque face de la cellule permet d'orienter les molécules suivant une direction parallèle à la surface. Lorsqu'une tension électrique est appliquée aux cristaux liquides par le circuit CMOS, les molécules se réorientent et modifient localement l'indice optique. Il est alors possible de contrôler spatialement la phase d'une onde optique incidente par le circuit CMOS. Cette technique ne modifie ni l'intensité de l'onde optique, ni sa polarisation (quand l'onde incidente est polarisée rectilignement dans la direction d'ancrage des cristaux liquides). Pour illustrer, on

¹⁴ Liquid Crystal On Silicon Spatial Light Modulator

¹⁵ Complementary Metal Oxide Semiconductor

présente sur la [Figure 2.4](#) un LCOS-SLM fabriqué par l'entreprise Holoeye AG ainsi qu'un schéma de principe illustrant la structure de ce dispositif.

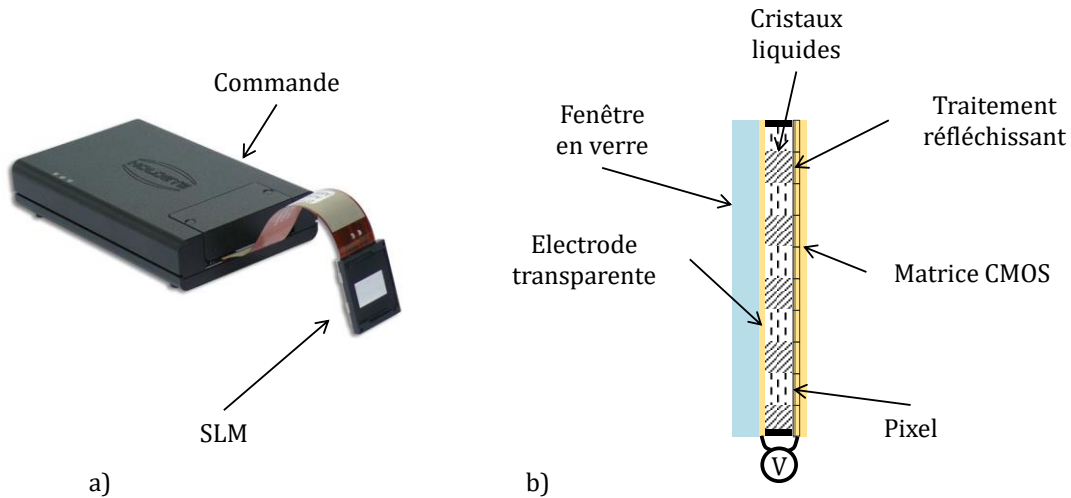


Figure 2.4 : (a) Exemple de LCOS-SLM commercial proposé par la société Holoeye (modèle Pluto) et (b) schéma d'un modulateur spatial de lumière du type LCOS-SLM.

2.4 SLM à adressage optique en transmission

Les SLM à adressage optique sont basés sur le même principe à la différence que la matrice CMOS est remplacée par un matériau photoconducteur ([Figure 2.5](#)) et qu'il est utilisé en transmission. Dans cette configuration, le SLM à adressage optique est aussi appelé « valve optique » [66]. Deux électrodes transparentes permettent l'application d'une tension de biais alternative V_b entre la surface d'entrée du photoconducteur et la surface interne de la fenêtre en verre. L'application d'une tension de biais continue provoquerait une électrolyse au niveau des électrodes qui altérerait le SLM [63]. Lorsqu'un champ optique d'intensité I est incident sur la valve, le changement de conductivité induit une chute de tension sur le cristal liquide. Ceci se traduit par la modification de l'indice de réfraction. Dans la partie linéaire de sa réponse, un SLM à cristaux liquides est équivalent à un milieu à effet Kerr optique dont l'indice de réfraction prend la forme

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.3)$$

où n_0 est l'indice de réfraction sous champ optique nul, et n_2 est le coefficient non-linéaire dépendant des propriétés du cristal liquide, du photoconducteur et du point de fonctionnement du SLM.

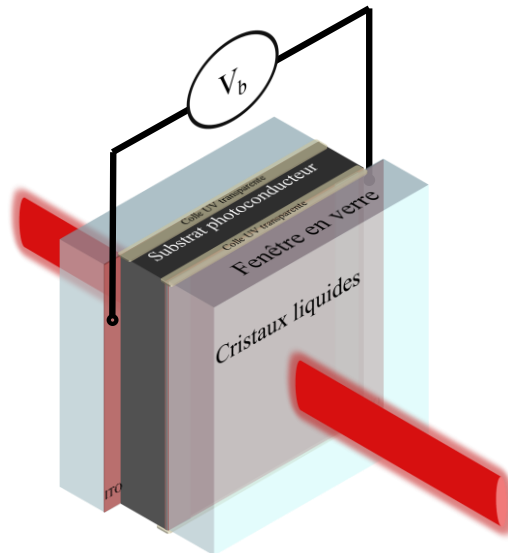


Figure 2.5 : Schéma d'un SLM adressé optiquement composé d'une couche de cristaux liquides enfermés entre une fenêtre en verre et un substrat photoconducteur. L'utilisation d'électrodes transparentes permet l'application d'un champ électrique à travers l'épaisseur de cristal liquide.

Des SLM opérant dans le visible ont été réalisés et utilisés pour différentes applications telles que l'optique adaptative [67] ou la lumière lente [49]. Nous avons réalisé des mesures de réponse optique d'un SLM opérant dans le visible dont on présente un exemple à la Figure 2.6.

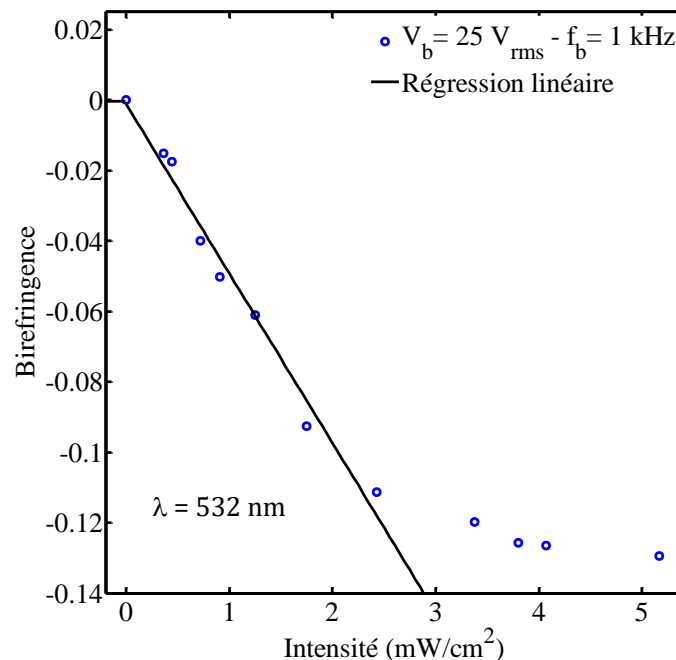


Figure 2.6 : Réponse typique de la variation d'indice optique dans un SLM adressé optique fonctionnant à 532 nm. La tension de biais est fixée à $V_b = 25 \text{ V}_{\text{RMS}}$ à la fréquence $f_b = 1 \text{ kHz}$.

Dans la suite, on s'attache à présenter les différents choix que nous avons été amenés à faire pour réaliser un composant similaire mais capable d'opérer autour de $1,55 \mu\text{m}$,

en particulier concernant les matériaux et les paramètres géométriques. Pour l'application en holographie dynamique, il est nécessaire de porter une attention particulière à la transmission, au temps de réponse ainsi qu'au coefficient non-linéaire, qui gouverne le déphasage total que peut induire le SLM. La résolution spatiale d'un tel composant est fixée principalement par le type et les dimensions du matériau photoconducteur avec pour limite la longueur de cohérence électrique du cristal liquide qui s'exprime par la relation [63]

$$l_{coh} = \sqrt{\frac{\Delta\epsilon}{K_{11}}} \frac{l}{V_{LC}}, \quad (2.4)$$

où $\Delta\epsilon$ est l'anisotropie diélectrique du cristal liquide, l son épaisseur, K_{11} sa constante élastique et V_{LC} la tension qui lui est appliquée. La longueur de cohérence électrique s'interprète physiquement comme la distance sur laquelle une perturbation locale du directeur va relaxer dans l'espace. Elle traduit la compétition entre l'élasticité du cristal liquide et le champ électrique [63].

Nous avons présenté les caractéristiques principales du SLM et on propose d'étudier plus spécifiquement le choix et les caractéristiques des différents matériaux. Une étude paramétrique sera présentée au **chapitre 4**.

2.5 Caractérisation des matériaux constituant le SLM

2.5.1 Choix et caractérisation des électrodes transparentes

La configuration du SLM requiert l'utilisation d'électrodes transparentes afin d'appliquer un champ électrique dans la même direction que la propagation de l'onde optique. La couche mince la plus répandue est l'oxyde d'indium-étain (ITO¹⁶) mais ce matériau, dans sa version standard, filtre l'infrarouge. En optimisant le processus de dépôt, il est possible de décaler sa fenêtre de transmission (Figure 2.7) tout en conservant de bonnes propriétés électriques (50-80 Ω/sq). Les autres matériaux les plus étudiés pour la réalisation d'électrodes transparentes sont l'oxyde de zinc (ZnO) ainsi que le graphène [68] mais ils sont aujourd'hui peu disponibles commercialement.

¹⁶ Indium Tin Oxide

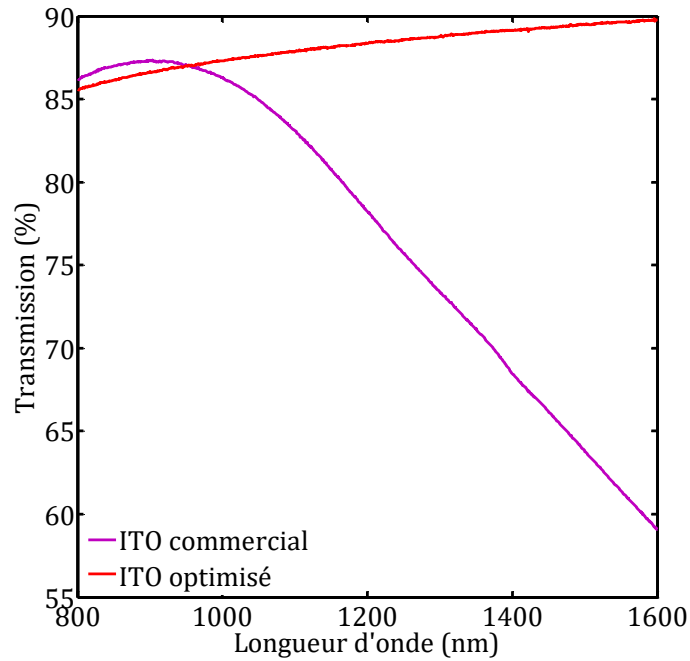


Figure 2.7 : Spectre de transmission de couches minces en ITO optimisées pour une utilisation à 1.55 μm .

Dans le cadre de ce travail, nous avons fait le choix d'utiliser un support en verre (N-BK7) pour le dépôt d'ITO. Les fenêtres en verre utilisées possèdent donc une face avec une électrode en ITO transparente à 1,55 μm . Ce choix permet d'une part de limiter le coût du SLM et de procéder au besoin à un dépôt antireflet sur le photoconducteur. L'autre méthode consisterait à réaliser le dépôt d'ITO directement sur le photoconducteur qui, dans ce cas, ne pourrait pas recevoir de traitement antireflet.

2.5.2 Caractérisation d'un matériau photoconducteur

Le matériau photoconducteur utilisé doit être choisi notamment en fonction de la longueur d'onde d'utilisation du SLM. Dans le spectre visible, le matériau le plus répandu est l'oxyde de bismuth et d'étain $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) qui possède une très bonne résistance d'obscurité ($\rho = 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$), ce qui permet un bon contraste de conductivité quand le matériau est sous illumination. Plus dernièrement, des SLM utilisant des polymères photoconducteurs, présentant l'avantage de combiner, dans un seul matériau, la couche d'ancrage des cristaux liquides et la photoconduction ont été présentés [69]. Pour l'application visée dans cette thèse, il est impératif de réaliser un SLM opérant autour de 1,55 μm . Les deux matériaux retenus sont le tellure de cadmium et zinc (CZT) et l'arséniure de gallium semi-isolant (AsGa-Si). Ce dernier est un matériau très utilisé dans l'industrie du semi-conducteur sur lequel nous avons choisi de focaliser notre étude. On trouve aujourd'hui sur le marché des substrats d'AsGa-Si avec une résistance d'obscurité de l'ordre de $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ et de nombreuses études relatent ses propriétés de photoconduction à 1.55 μm due à l'existence de centres profonds du type EL2 en milieu de bande interdite [70]. Nous avons mesuré (Figure 2.9) le coefficient d'absorption linéique α de deux substrats d'AsGa-Si dans la bande 800-1600 nm à l'aide d'un

spectromètre. On compare les propriétés de l'AsGa-SI intrinsèque et de l'AsGa-SI dopé Cr.

Nous présentons notre méthode de calcul de l'absorption et de l'indice de réfraction de l'AsGa-SI en fonction de la longueur d'onde. Pour ce faire, nous avons mesuré la réflexion ainsi que la transmission des substrats d'AsGa-SI à l'aide du spectromètre infrarouge.

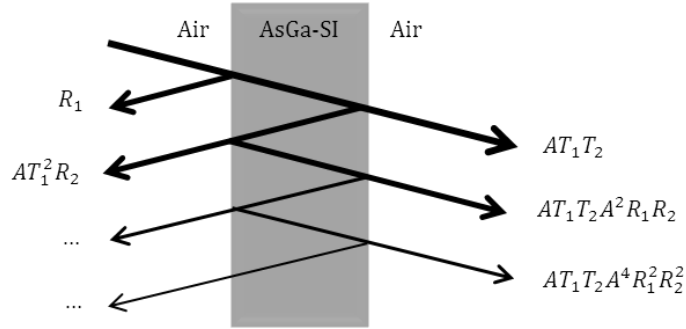


Figure 2.8 : Réflexions multiples aux interfaces entre des matériaux d'indice de réfraction différents

En raisonnant en intensité, et en prenant en compte les réflexions de Fresnel aux interfaces air/AsGa et AsGa/air (Figure 2.8), on obtient

$$\begin{aligned}
 T_s &= AT_1T_2 + AT_1T_2A^2R_1R_2 + AT_1T_2A^4R_1^2R_2^2 + \dots \\
 &= AT_1T_2 \sum_{n=0}^{\infty} (A^2R_1R_2)^n = \frac{AT_1T_2}{1 - A^2R_1R_2} = \frac{A(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 - A^2R_1R_2}, \quad (2.5)
 \end{aligned}$$

où T_1, T_2 sont respectivement les coefficients de transmission des interfaces air/AsGa et AsGa/air, R_1, R_2 les coefficients de réflexion associés et A le coefficient de transmission du substrat. On peut faire le même raisonnement pour le calcul du taux de réflexion qui s'écrit

$$R_s = R_1 + \frac{A^2(1 - R_1)^2R_2}{1 - A^2R_1R_2}, \quad (2.6)$$

A partir de ces deux équations, ainsi que des mesures de réflexion totale R_{tot} et de transmission totale T_{tot} on peut déduire l'absorption et la réflectivité d'une face

$$A_s = \sqrt{\frac{R_{tot} - R_s}{R_s^2(R_{tot} - R_s) + R_s(1 - R_s)^2}}, \quad (2.7)$$

où R_s est obtenu numériquement en utilisant l'expression de A_s et en résolvant l'équation

$$\frac{A_s(1 - R_s)^2}{1 - A_s^2R_s^2} - T_{tot} = 0. \quad (2.8)$$

On peut alors déduire l'indice de réfraction du substrat n_s à partir de R_s par l'expression

$$R_s = \left(\frac{n_s - 1}{n_s + 1} \right)^2. \quad (2.9)$$

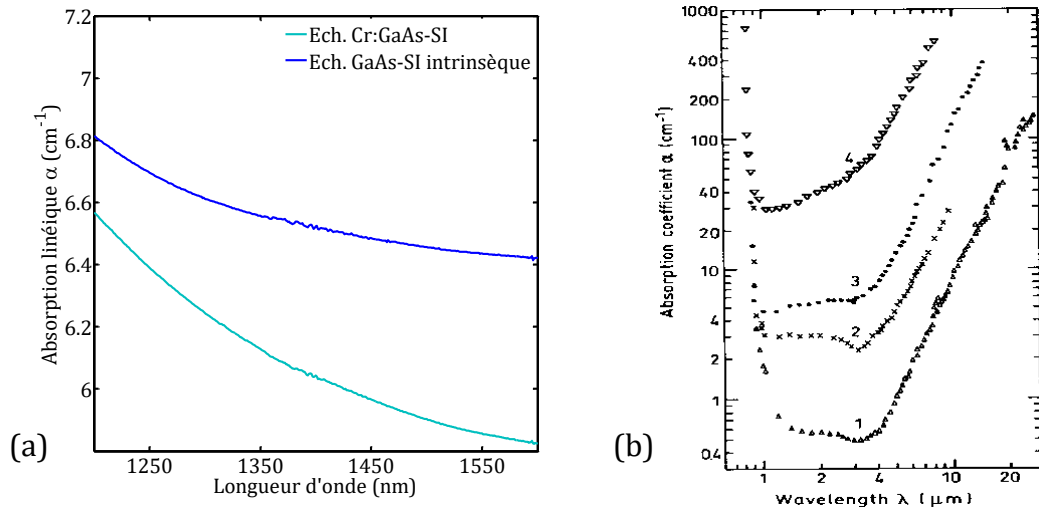


Figure 2.9 : (a) Absorption linéique de deux échantillons d'AsGa-SI (intrinsèque et dopé Cr) et (b) mesures extraites de Spitzer & Whelan (1959). Les numéros correspondent à différentes concentrations de charges.

Le coefficient α mesuré est de l'ordre de 1-10 cm^{-1} , ce qui est conforme avec les données trouvées dans la littérature. Cette valeur est proche de l'absorption du BSO ($\alpha_{BSO} = 0,6 \text{ cm}^{-1}$), utilisé pour la réalisation de SLM dans le visible ; ce qui conforte notre choix pour la réalisation d'un SLM à 1,55 μm . De plus, la constante diélectrique de l'AsGa à basse fréquence ($\epsilon_{AsGa} \approx 12,9$) est proche de celle des cristaux liquides nématiques, par exemple, en choisissant la valeur moyenne $\langle \epsilon \rangle = (\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{\perp})/3 = 10,43$ pour E48 (Merck), ce qui permet une bonne adaptation d'impédance des matériaux.

A partir de la même mesure, et en utilisant l'équation 2.8, on peut déduire l'indice de réfraction de l'AsGa-SI (Figure 2.10). On observe que l'indice de l'AsGa est très différent de celui du verre et des cristaux liquides. Cette caractérisation est importante pour définir les traitements antireflets nécessaires pour optimiser la transmission du SLM. On verra dans le **chapitre 3** que les performances de l'interféromètre en dépendent.

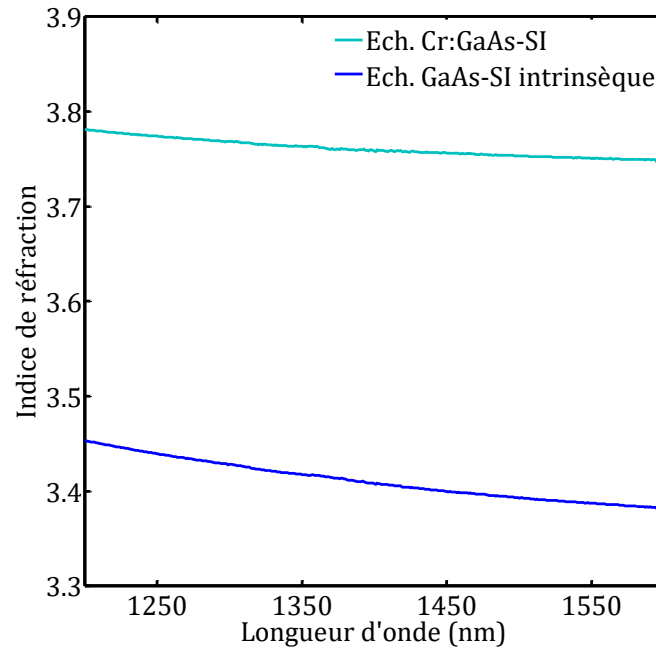


Figure 2.10 : Indice de réfraction de deux substrats d'AsGa-SI intrinsèque et dopé chrome.

Afin d'étudier la photoconduction de l'AsGa-SI à $1.55 \mu\text{m}$, nous avons réalisé une cellule composée d'un substrat d'AsGa-SI intrinsèque de $600 \mu\text{m}$ d'épaisseur collé entre deux fenêtres en verre dont chacune possède un traitement antireflet à $1.55 \mu\text{m}$ ainsi qu'une électrode transparente en ITO (Figure 2.11). Il est important de noter que cette démarche est expérimentale et que l'étude théorique de la photoconduction n'est pas abordée dans ce manuscrit. Néanmoins, elle nous a permis d'utiliser un modèle électrique simple du SLM présenté dans la suite.

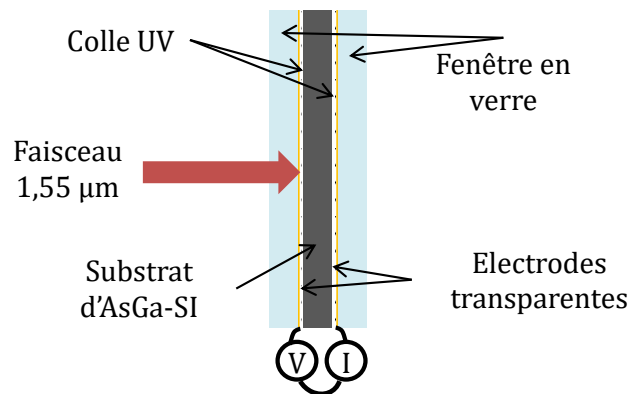


Figure 2.11 : Substrat photoconducteur d'AsGa-SI collé entre deux fenêtres en verre. L'utilisation d'électrodes transparentes permet l'application d'une tension électrique sur le photoconducteur.

Nous avons donc mesuré le courant électrique qui traverse le substrat d'AsGa-SI intrinsèque en fonction de l'intensité optique incidente (Figure 2.12a). La tension de biais est fixée à $12,5 V_{\text{RMS}}$ à la fréquence de 200 Hz . On constate qu'il existe un régime linéaire pour des intensités inférieures à 30 mW/cm^2 puis un régime de saturation. Le

courant traversant le substrat d'AsGa intrinsèque sature autour de 5 μA . On peut conclure que pour les SLM, qui requièrent de faibles intensités optiques, le photoconducteur peut être considéré dans son régime de fonctionnement linéaire.

Puis nous avons mesuré les caractéristiques I-V sans illumination et pour $I_{\text{opt}} = I_{\text{sat}}$. On a alors mis en évidence le caractère ohmique du photoconducteur utilisé (Figure 2.12b). La plage de fonctionnement linéaire se situe dans le zone délimitée par les deux droites.

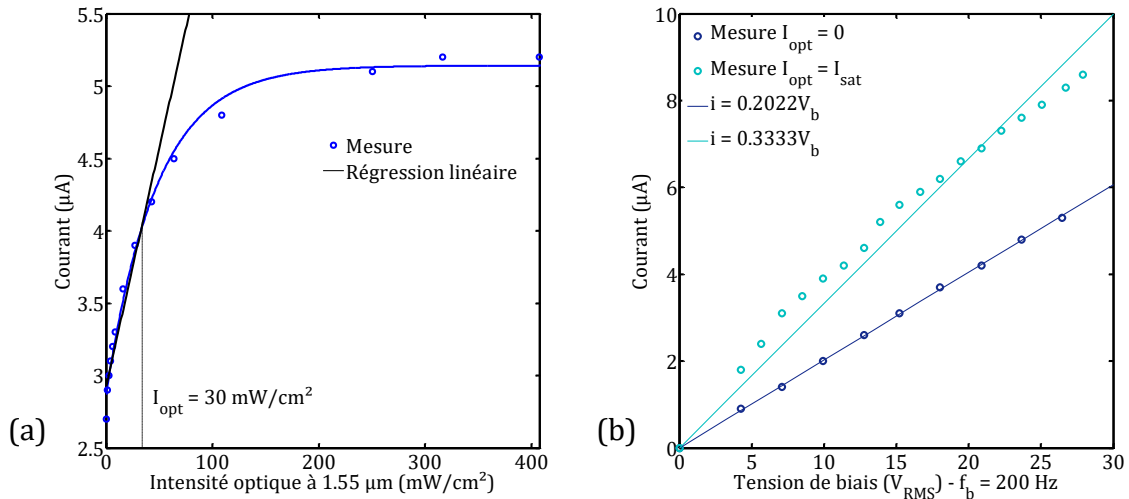


Figure 2.12 : (a) Evolution du courant en fonction de l'intensité optique à $1.55 \mu\text{m}$. La cellule est composée d'un substrat d'AsGa-Si de $600 \mu\text{m}$ collé entre deux fenêtres en verre dont la face interne possède un dépôt d'ITO qui permet d'appliquer un champ électrique longitudinal. On met en évidence un régime linéaire et un régime de saturation. (b) Courbe I-V de la cellule sans illumination et à saturation. On peut alors considérer que dans ces conditions, le matériau a une réponse ohmique.

2.5.3 Propriétés du cristal liquide

Le cristal liquide utilisé pour la réalisation de SLM à adressage optique est choisi en fonction de sa biréfringence et de ses paramètres physico-chimiques. Ces propriétés fixent le temps de réponse du SLM, sa limite de résolution spatiale ainsi que le déphasage maximum du SLM. Le cristal liquide que nous utilisons dans cette thèse est le E48 de chez Merck. La plupart des cristaux liquides nématiques sont destinés à l'industrie de l'affichage et sont caractérisés dans le spectre visible. Les propriétés infrarouges peuvent être obtenues à partir de ces mesures en utilisant un modèle de Cauchy (Figure. 2.13a) à trois coefficients. Ce modèle est particulièrement adapté aux matériaux ayant une biréfringence supérieure à 0,12, ce qui est le cas avec beaucoup de cristaux liquides. Selon le modèle de Cauchy, les indices de réfraction ordinaires et extraordinaires se mettent sous la forme

$$n_{e,o} \cong A_{e,o} + \frac{B_{e,o}}{\lambda^2} + \frac{C_{e,o}}{\lambda^4}, \quad (2.10)$$

où les coefficients A_i, B_i et C_i sont estimés à partir de mesures. Les indices e, o se reportent respectivement aux parties ordinaires et extraordinaires de l'indice de réfraction.

Le paramètre d'état pour les cristaux liquides nématiques est la température. Par conséquent, les propriétés du matériau sont directement dépendantes de la température d'utilisation. On peut exprimer ces dépendances à partir du paramètre d'ordre $S = (1 - T/T_c)^\beta$ où T est la température, T_c est la température critique au-delà de laquelle le matériau change de phase ($T_c = 84^\circ\text{C}$ pour E48) et β est une constante du matériau. La dépendance de la biréfringence avec la température est basée sur l'approximation de Haller et s'exprime par

$$\Delta n(T) = (\Delta n)_0 \cdot S, \quad (2.11)$$

où $(\Delta n)_0$ est la biréfringence à $T=0$. Pour le cristal liquide E48, nous avons utilisé les données expérimentales de [64] afin de déterminer le paramètre d'ordre (Figure 2.13b).

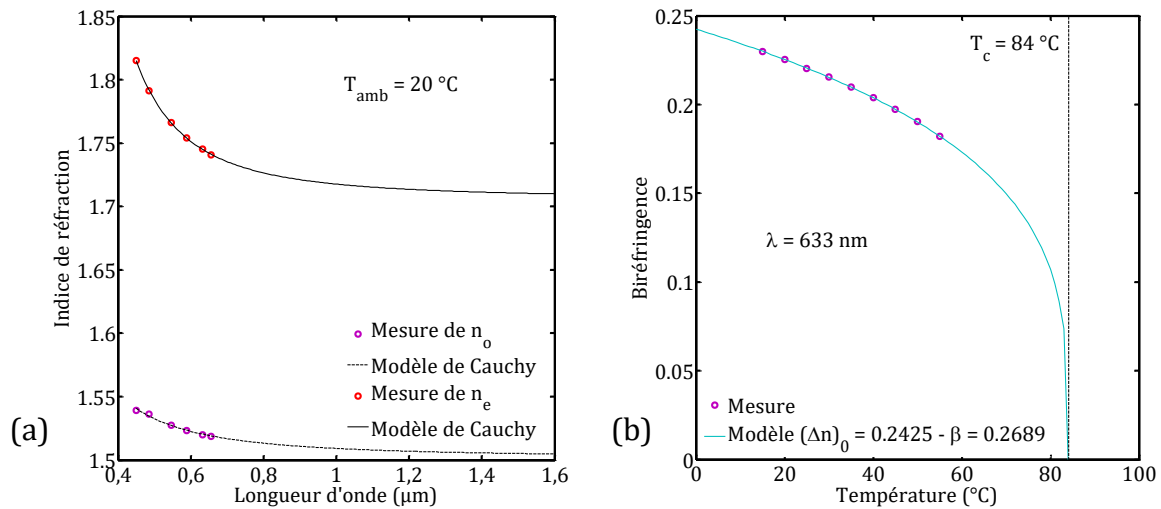


Figure 2.13 : (a) Evolution des indices ordinaire et extraordinaire en fonction de la longueur d'onde pour les cristaux liquides E48 (Merck). La courbe théorique s'appuie sur un modèle de Cauchy. (b) Evolution de la biréfringence en fonction de la température. La courbe théorique s'appuie sur l'approximation de Haller.

La viscosité rotationnelle γ_1 , qui détermine le temps de réponse du directeur à une sollicitation mécanique ou électrique, s'appuie sur le modèle modifié d'Arrhenius

$$\gamma_1 = b S e^{\frac{E_a}{k_B T}}, \quad (2.12)$$

où b est une constante du matériau, E_a est l'énergie d'activation et k_B est la constante de Boltzmann. Finalement, on peut exprimer la constante élastique K_{11} sous la forme

$$K_{11} = A_0 S^2, \quad (2.13)$$

où A_0 est une constante du matériau et la constante diélectrique $\Delta\epsilon$ par

$$\Delta\varepsilon = C_0 S, \quad (2.14)$$

où C_0 est une constante du matériau. Pour les cristaux liquides nématiques, les différentes constantes ont été répertoriées dans le [tableau 2.1](#).

Tableau 2.1 : Paramètres typiques utilisés pour le cristal liquide E48 (Merck).

Paramètre	Valeur
E_a	250-450 meV
b	$1-10 \times 10^{-4}$ mPa
C_0	16,24
A_0	20,48 pN
$(\Delta n)_0$	0,2425 @ 633 nm
β	0,22689

Nous avons présenté dans ce paragraphe les propriétés des différents matériaux utilisés pour la réalisation d'un SLM à adressage optique opérant à 1,55 μm . La stabilité du futur SLM dépendra en particulier du contrôle des cristaux liquides.

2.6 Caractérisation d'un SLM à adressage optique

On s'intéresse dans cette partie à la caractérisation optique de deux SLM opérant à 1,55 μm que nous avons réalisé. L'objectif de cette caractérisation est la mesure du déphasage subi par le faisceau de lecture en fonction de l'intensité optique incidente du faisceau d'écriture, à tension et fréquence de biais fixées.

2.6.1 Mesure du déphasage induit par le SLM

Le banc de mesure [Figure 2.14](#) est constitué d'un faisceau d'écriture à 1,55 μm permettant de contrôler le photoconducteur, d'un polariseur et d'un analyseur croisés, d'une photodiode et d'une caméra pour l'analyse. Le photoconducteur n'étant pas traité antireflet, on utilise une source optique incohérente afin de ne pas générer de franges d'interférences. Pour les mesures présentées ci-après, la source utilisée est un amplificateur à fibre optique dopée erbium non injecté. Une lentille convergente de focale $f = 60$ mm permet de collimater le faisceau diffracté par la fibre optique. Dans le plan de la lentille, le diamètre du faisceau s'écrit

$$w_o = \frac{\lambda f}{\pi w_i}, \quad (2.15)$$

où λ est la longueur d'onde et $w_i \approx 10$ μm est le diamètre du mode fondamental de la fibre optique monomode. Le diamètre du faisceau d'écriture est égal à $D_o = 2w_o = 1,18$ cm. Une onde de lecture à 543 nm est utilisée en réflexion sur la surface de l'AsGa-Si afin de mesurer le déphasage en plaçant le SLM entre polariseur et analyseur croisés. Le choix de la longueur d'onde est fixé par le spectre d'absorption du photoconducteur. Dans cette configuration, le faisceau d'écriture est suffisamment étendu pour couvrir

l'intégralité du faisceau de lecture de 3 mm de diamètre sur le SLM. De plus, elle permet d'obtenir une intensité optique moyenne d'écriture compatible de toute la plage de fonctionnement du SLM.

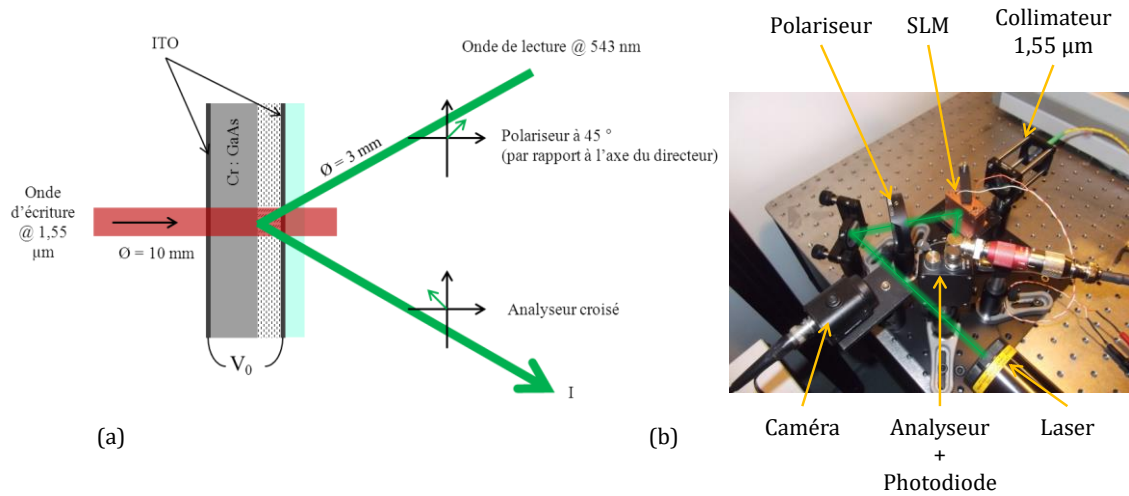


Figure 2.14 : (a) Schéma du montage expérimental mis en oeuvre pour la caractérisation du SLM et (b) photo du banc utilisé à Thales Research and Technology France.

Afin de mesurer le déphasage induit par le SLM et donc ses caractéristiques optiques, électriques, ainsi que le temps de réponse et l'épaisseur de cristal liquide, on a réalisé un interféromètre en polarisation (Figure 2.15). Le SLM est placé entre polariseur et analyseur croisés. L'axe optique du polariseur est orienté à 45° avec l'axe du directeur des cristaux liquides. La lumière se propage suivant \vec{z} .

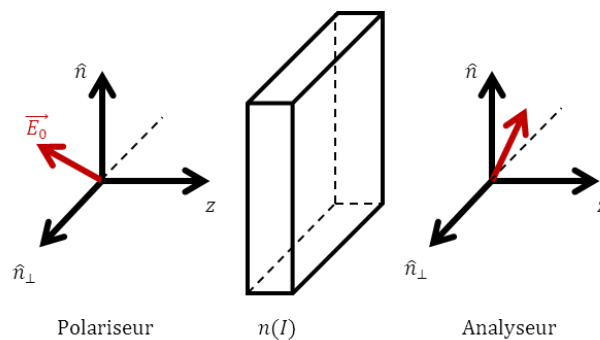


Figure 2.15 : Schéma de principe pour la mesure de déphasage induit par un SLM avec \vec{n} l'axe du directeur des cristaux liquides.

On peut alors écrire le champ optique incident de lecture sous la forme

$$\vec{E}_0 = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \hat{n} + \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \hat{n}_\perp, \quad (2.16)$$

Lors de sa propagation à travers le SLM, la composante de \vec{E}_0 suivant \hat{n}_\perp subit un déphasage qui ne dépend pas de l'orientation des cristaux liquides. La composante polarisée suivant \hat{n} acquiert un déphasage $\Delta\varphi$ qui dépend de la réorientation des

cristaux liquides sous l'application d'une tension électrique. Le champ optique après le SLM s'écrit alors

$$\vec{E}_0 = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 e^{-i\Delta\varphi} \hat{n} + \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \hat{n}_\perp, \quad (2.17)$$

où $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)[n(\theta) - n_0](l/\cos(\alpha))$, avec l l'épaisseur du cristal liquide et α l'angle d'incidence du faisceau de lecture.

Après l'analyseur, on a la projection du champ optique suivant l'axe du directeur qui s'écrit

$$\vec{E}_0 \cdot \vec{P} = \frac{E_0}{2} (e^{i\Delta\varphi} - 1), \quad (2.18)$$

où \vec{P} est l'axe propre du polariseur. Finalement, l'intensité optique prend la forme

$$I = \frac{I_0}{2} [1 - \cos(\Delta\varphi)], \quad (2.19)$$

avec I_0 l'intensité de lecture incidente et $\Delta\varphi$ le déphasage à caractériser.

On peut écrire la dynamique de relaxation des cristaux liquides sous la forme d'une équation d'Erickson-Leslie. On peut alors, en connaissant l'expression du déphasage, extraire du signal temporel la valeur du déphasage par une méthode d'ajustement. A $t = 0$, la tension de biais du SLM est relâchée, l'évolution du déphasage acquis par l'onde de lecture en fonction du temps se met alors sous la forme :

$$\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi e^{-\frac{2t}{\tau}}, \quad (2.20)$$

où $\Delta\varphi$ est le déphasage total induit par le SLM et τ est le temps de réponse du SLM exprimé à température fixée par

$$\tau = \frac{\gamma_1}{K_{11}} \left(\frac{l}{\pi} \right)^2, \quad (2.21)$$

avec γ_1 la viscosité rotationnelle des cristaux liquides, K_{11} la constante élastique et l l'épaisseur de cristal liquide.

On présente en [Figure 2.16](#) les traces temporelles pour différents points de fonctionnement du SLM. Notons que dans ce cas le déroulage de la phase est direct car on sait que cette dernière décroît avec le temps. Par conséquent, une seule mesure est nécessaire afin d'obtenir la valeur du déphasage induit par les cristaux liquides.

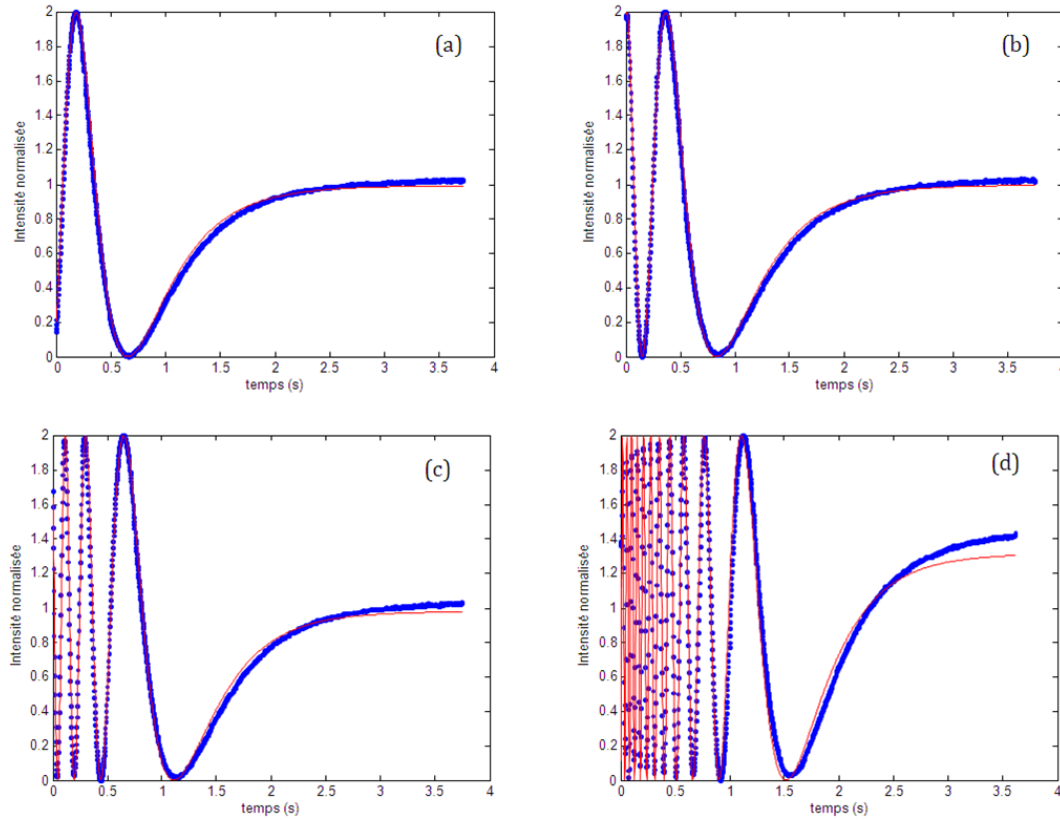


Figure 2.16 : Mesure de déphasage d'un SLM à adressage optique. La tension de biais est fixée à 8.1 V_{RMS} à une fréquence de 1 kHz. Les courbes présentées correspondent aux intensités. (a) I_{in} = 0,2 mW/cm² (b) I_{in} = 0,51 mW/cm² (c) I_{in} = 0,82 mW/cm² et (d) I_{in} = 3,29 mW/cm².

A partir de la mesure du déphasage, on peut extraire la valeur de la biréfringence par la relation

$$\Delta n = \frac{\Delta \varphi}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \frac{l}{\cos(\alpha)}}, \quad (2.22)$$

où α est l'angle d'incidence du faisceau de lecture estimé à 30°.

2.6.2 Caractérisation de la biréfringence du SLM sans illumination

Nous disposons pour cette mesure de deux SLM, numérotés 1 et 2. Ils sont constitués d'un substrat d'AsGa-SI intrinsèque de 350 μm et d'une épaisseur de cristaux liquides de 14 μm. On s'intéresse ici à la réponse du SLM sans onde d'écriture en fonction de la tension électrique appliquée. La fréquence de biais est fixée et égale à 1 kHz. Comme nous le verrons ultérieurement, ce choix permet de garantir un bon transfert de tension sur le cristal liquide et ne détériore pas le SLM. Nous avons caractérisé la variation de biréfringence entre 0 et 17 V_{RMS}. On constate (Figure 2.17) qu'à partir d'un certain seuil, le déphasage est linéaire avec la tension de biais. On constate qu'à parité de déphasage, on doit appliquer plus de tension sur le SLM n°2.

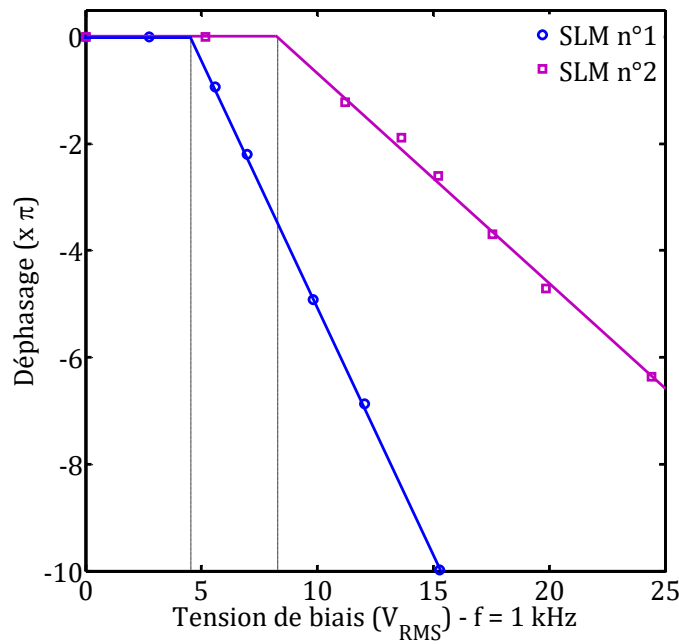


Figure 2.17 : Caractéristique de SLM sans illumination à 1.55 µm. La fréquence de biais est fixée à 1 kHz.

Le seuil de tension correspond à la valeur nécessaire pour que la chute de tension sur le cristal liquide atteigne le seuil de Fréedericksz qui caractérise la mise en mouvement des molécules. Il correspond à la valeur de tension pour laquelle le SLM commence à induire un déphasage sur l'onde de lecture sans illumination par une onde d'écriture. Autrement dit, la chute de tension aux bornes des cristaux liquides a atteint la tension de seuil de Fréedericksz. Cette valeur s'exprime par la relation

$$V_{seuil} = \pi \left[\frac{K_{11}}{\Delta\epsilon} \right]^{1/2}, \quad (2.23)$$

où K_{11} est la constante élastique et $\Delta\epsilon$ est l'anisotropie diélectrique du cristal liquide utilisé. Par conséquent, en considérant le modèle électrique simple présenté dans la suite, on peut extraire de cette caractéristique certains paramètres électriques du SLM. De plus, elle détermine le point de fonctionnement électrique du SLM pour lequel on fera la caractérisation optique. Pour les SLM que nous avons fabriqués, la tension de biais pour laquelle le seuil est atteint se situe entre 5 et 12 V_{RMS}. Cette différence provient de la réponse fréquentielle électrique du SLM. On a en particulier une forte incertitude sur l'épaisseur de colle utilisée entre la fenêtre en verre et le substrat d'AsGa-SI, cette épaisseur pouvant avoir une influence sur la fonction de transfert électrique, comme on le verra dans la suite.

2.6.3 Caractérisation de la biréfringence du SLM sous illumination

La caractéristique principale d'un SLM à adressage optique est la variation de la biréfringence en fonction de l'intensité optique moyenne incidente à 1,55 µm. On utilise

alors le banc de mesure décrit au **paragraphe 2.6.1** afin de mesurer la variation de la biréfringence en fonction de l'intensité optique. Pour cette mesure, le point de fonctionnement électrique du SLM est déterminé par la méthode décrite au **paragraphe 2.6.2** afin de bénéficier de la plage de biréfringence maximale. On se place donc pour ces deux SLM autour de 8 V_{RMS}. Ce point est important car nous verrons dans le **chapitre 3** que la profondeur de modulation de phase offerte par le SLM détermine la sensibilité de l'interféromètre adaptatif.

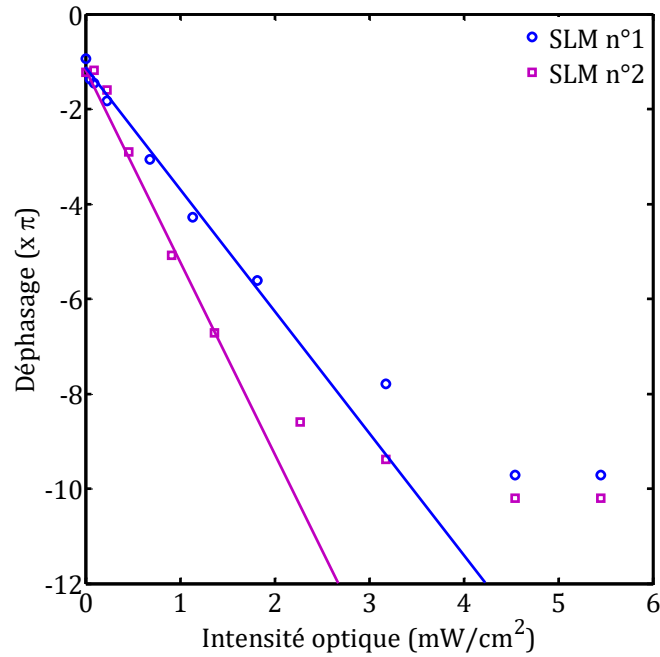


Figure 2.18 : Caractérisation optique d'un SLM adressé optiquement à 1.55 µm. La tension de biais est de 8.1 V_{RMS} à 1 kHz.

On observe Figure 2.18 l'existence d'une zone linéaire où la biréfringence peut se mettre sous la forme $\Delta n = n_2 I$ avec n_2 le coefficient non-linéaire, et I l'intensité optique incidente sur le SLM. On constate que les deux SLM ont une réponse proche. On peut penser que la différence observée provient de la différence d'épaisseur de colle entre la fenêtre en verre et l'AsGa ainsi que l'incertitude sur l'épaisseur de cristaux liquides qui modifient les propriétés électriques du SLM. La chute de tension sur les cristaux liquides est plus efficace sur le SLM n°2 et par conséquent la sensibilité (i.e le coefficient non-linéaire) est améliorée.

2.7 Modèle électrique d'un SLM à adressage optique

2.7.1 Modèle électrique simple

Afin de simuler le fonctionnement d'un SLM, nous utilisons un modèle électrique simple présenté Figure 2.19. Les hypothèses faites sont de travailler dans le régime de fonctionnement linéaire du photoconducteur et de considérer le cristal liquide comme un diélectrique, c'est-à-dire en négligeant l'anisotropie diélectrique. Ce modèle permet

d'étudier le couplage entre les deux matériaux ainsi que la réponse en fréquence du SLM et donne déjà un bon accord avec la réponse électrique mesurée expérimentalement.

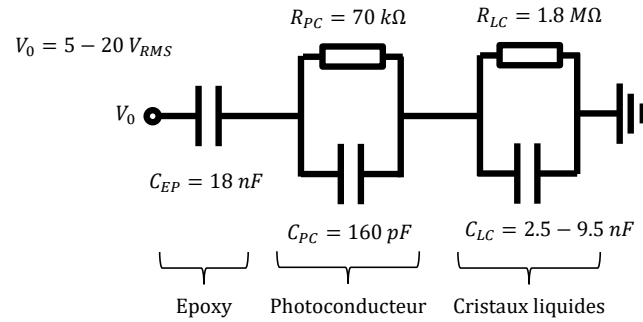


Figure 2.19 : Modèle électrique simple d'un SLM à adressage optique. Les résistances et capacités utilisées sont calculées à partir des propriétés des matériaux. V_0 est la tension de biais appliquée au SLM ; C_{EP} est la capacité de la colle utilisée (NOA61) ; R_{PC} est la résistance du photoconducteur ; C_{PC} est la capacité du photoconducteur ; R_{LC} est la résistance des cristaux liquides ; C_{LC} est la capacité des cristaux liquides.

La résistance et la capacité électrique des matériaux utilisés sont liées à la géométrie du SLM. Pour un composant à géométrie plane, on a

$$\begin{aligned} R &= \rho \frac{l_{PC}}{A}, \\ C &= \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{l_{PC}}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

où ρ est la résistivité, l_{PC} est l'épaisseur du matériau, A sa surface et ϵ_r sa constante diélectrique équivalente. Pour ce modèle, on a considéré la valeur moyenne de la résistivité et de la constante diélectrique. Les données utilisées pour le calcul sont répertoriées dans le [tableau 2.2](#) pour le photoconducteur et le cristal liquide.

Tableau 2.2 : Résistivité et constante diélectrique de l'AsGa-SI et du cristal liquide E48.

AsGa-SI	
ρ ($\Omega.cm$)	$10^7 - 10^8$
ϵ_r	12,9
Cristal liquide E48	
ρ ($\Omega.cm$)	10^{10}
$\langle \epsilon_r \rangle$	10,43

La surface des SLM fabriqués est égale à $A = 5 \text{ cm}^2$. L'épaisseur du photoconducteur a été mesurée à l'aide d'une sonde et est égale à $l_{PC} = 350 \text{ }\mu\text{m}$. L'épaisseur de cristal liquide peut être déduite du temps de réponse du SLM comme présenté précédemment. Pour ce modèle on a utilisé $l = 9 \text{ }\mu\text{m}$. La quantité de colle utilisée a été pesée afin de déterminer l'épaisseur maximale et par conséquent la capacité maximale de celle-ci. Cette méthode nous permet de borner la fréquence de coupure basse de notre SLM. La fonction de transfert électrique ([Figure 2.20](#)) a été calculée pour la résistance

d'obscurité de l'AsGa-SI, puis pour des résistances plus faibles afin de simuler l'effet de l'intensité optique à $1,55 \mu\text{m}$. On constate alors que la fenêtre utile de fonctionnement se situe autour du kHz. En effet, cette fréquence d'utilisation permet une bonne chute de tension sur le cristal liquide tout en s'affranchissant de la capacité de la colle utilisée. Le contraste maximal est atteint dans la plage de fréquence entre 1 kHz et 10 kHz.

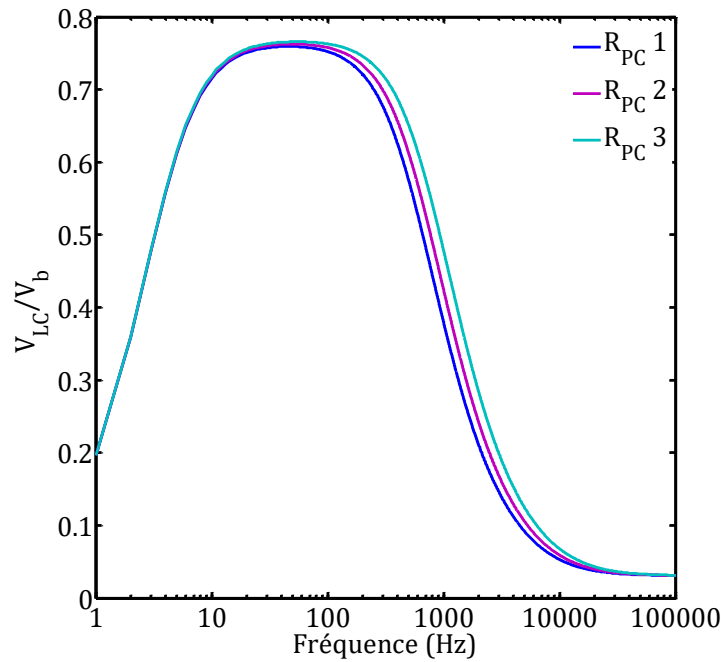


Figure 2.20 : Fonction de transfert électrique d'un SLM à adressage optique. Les courbes représentent un changement de résistance du photoconducteur simulant l'effet de l'illumination.

2.7.2 Prise en compte de l'anisotropie diélectrique du cristal liquide

Dans le modèle présenté précédemment, on a considéré la valeur moyenne de la constante diélectrique du cristal liquide, c'est à dire $\langle \epsilon_R \rangle = (\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp})/2$. Le cristal liquide possède une anisotropie diélectrique qui dépend du champ électrique externe appliqué. Ceci se traduit par une variation de capacité électrique avec la tension appliquée aux cristaux liquides. Il y a donc un couplage entre le changement de conductivité induit par l'intensité optique et la capacité électrique des cristaux liquides. Ceci induit un effet de rétroaction (Figure 21) qui permet d'« amplifier » l'effet photoconducteur de l'AsGa-SI, faible à $1,55 \mu\text{m}$. C'est cet effet qui permet d'améliorer la sensibilité du SLM.

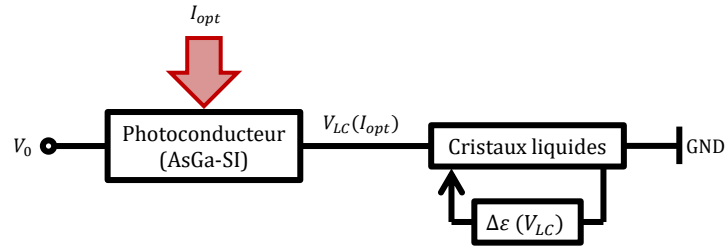


Figure 2.21 : Couplage entre la photoconduction et l'anisotropie diélectrique des cristaux liquides.

Un modèle plus détaillé prenant en compte cet effet de rétroaction pourrait être développé dans la suite des études sur les SLM afin d'optimiser de manière encore plus contrôlée les performances de ces dispositifs.

2.8 Conclusion

Nous avons ainsi montré qu'il était possible de réaliser un modulateur spatial de lumière adressé optiquement et opérant à $1,55 \mu\text{m}$. Ce composant est constitué d'un cristal d'AsGa-SI comme milieu photoconducteur et d'une couche de cristaux liquides nématiques E48. Nous avons vérifié théoriquement et expérimentalement que sa réponse électrique se situe autour de $10 V_{RMS}$ à une fréquence de l'ordre de 1 kHz . La caractérisation optique a mis en évidence une réponse autour de $1,5 \text{ mW/cm}^2$. Dans la suite, on s'intéresse à l'utilisation d'un tel composant comme milieu de recombinaison non-linéaire d'un interféromètre adaptatif.

3 Interférométrie holographique adaptative

L'objectif de ce chapitre est de montrer l'intérêt et le principe de fonctionnement de l'interférométrie adaptative. On rappelle dans un premier temps les fondements de l'holographie, puis on introduit le principe de l'holographie adaptative ainsi que l'état de l'art dans ce domaine. Dans un second temps, on présente la réalisation expérimentale et la caractérisation d'un interféromètre adaptatif opérant à $1,55\text{ }\mu\text{m}$ et s'appuyant sur l'utilisation d'un SLM à adressage optique. L'étude des architectures de capteurs à fibres optiques basés sur cette technique de mesure de déphasage sera abordée dans le chapitre 5.

3.1 Holographie

3.1.1 Reconstruction du front d'onde

L'holographie a été inventée par le physicien hongrois Dennis Gabor en 1947 [71]. Cette découverte fait suite à ses travaux de recherche en microscopie électronique. Les premières applications de cette technique sont apparues en 1962 avec les premiers lasers, possédant une grande longueur de cohérence. L'holographie repose sur la nature ondulatoire de la lumière et associe les phénomènes d'interférences et de diffraction. En effet, les interférences permettent de coder l'information sur l'amplitude ainsi que sur la phase d'une onde. La diffraction, permet la reconstruction du front d'onde et par conséquent celle de l'objet tridimensionnel. En 1971, D. Gabor reçut le prix Nobel de physique pour son invention.

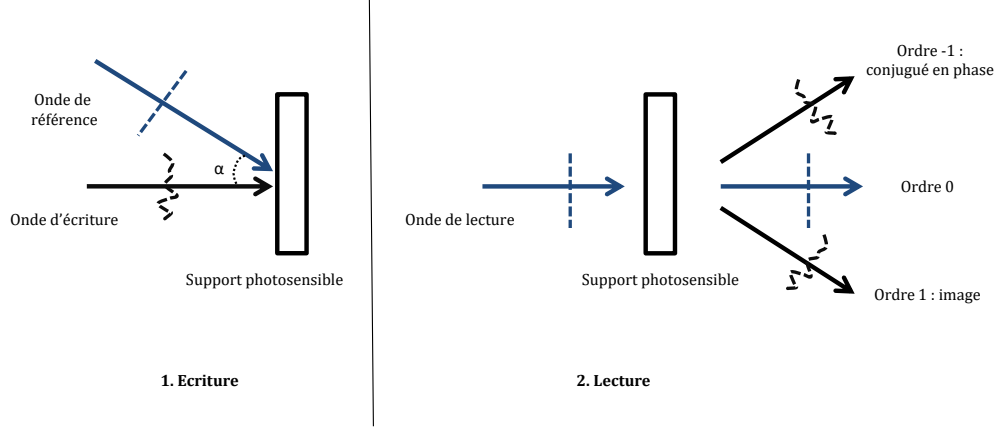


Figure 3.1 : Principe de l'holographie. L'étape d'écriture repose sur l'enregistrement d'un réseau d'intensité sur un support photosensible. L'étape de lecture, par la diffraction de l'onde de lecture sur ce réseau, permet la reconstruction de l'onde d'écriture (reconstruction du front d'onde d'écriture dans l'ordre -1 diffracté ; et reconstitution de son conjugué en phase dans l'ordre de diffraction -1).

En pratique, il existe deux procédés afin de faire de l'holographie optique. La première méthode à voir le jour consiste en l'utilisation d'un support photosensible afin d'enregistrer des franges d'interférences, c'est l'holographie classique (Figure 3.1). La deuxième méthode est l'holographie numérique qui sera abordée à la fin de ce chapitre.

Pour enregistrer sur le support photosensible l'amplitude et la phase de l'onde d'écriture (ou onde « objet ») $u_o(x, y)$, on fait interférer celle-ci avec une onde de référence $u_R(x, y)$. L'angle entre le faisceau d'écriture et la référence est noté α . On a appelé Σ_o la phase de l'onde d'écriture, car dans le cas le plus général, celle-ci est considérée comme une figure de speckle (somme de fronts d'ondes). La figure d'interférences qui résulte de la recombinaison de ces ondes contient toute l'information sur l'amplitude et la phase de l'onde d'écriture. L'intensité I enregistrée se met sous la forme

$$I = |u_R(x, y)|^2 + |u_o(x, y)|^2 + 2\sqrt{|u_R(x, y)|^2 |u_o(x, y)|^2} \cos[\phi_r(x, y) - \phi_o(x, y)], \quad (3.1)$$

Cette première étape permet donc d'enregistrer spatialement l'information d'amplitude et de phase de l'onde $u_o(x, y)$. Cette figure d'intensité est ensuite enregistrée sur un support photosensible dont on suppose la réponse linéaire. De plus, on suppose que la fonction de transfert de modulation (FTM) ne limite pas spatialement l'enregistrement de la figure d'interférences. Finalement, si on considère l'onde de référence $u_R(x, y)$ comme une onde plane, son intensité $|u_R|^2$ est uniforme et on peut écrire la fonction de transmission en amplitude de la plaque photosensible en fonction du profil d'amplitude de l'onde objet (ou onde d'écriture) $u_o(x, y)$ par la relation

$$t(x, y) = t_b + \beta(|u_o|^2 + u_R^* u_o + u_o^* u_R), \quad (3.2)$$

où t_b est une constante et β un coefficient dépendant du support photosensible et du temps d'exposition.

La dernière étape du processus d'holographie consiste en la reconstruction de l'onde objet. Après développement, le support photosensible est éclairé par une onde de lecture cohérente $u_l(x, y)$. L'amplitude de l'onde transmise diffractée par l'hologramme s'écrit par conséquent

$$u_l(x, y) \cdot t(x, y) = t_b u_l + \beta |u_o|^2 u_l + \beta u_R^* u_l u_o + \beta u_o^* u_R u_l = u_1 + u_2 + u_3 + u_4. \quad (3.3)$$

Si l'onde de lecture u_l est une onde plane identique à l'onde de référence u_r , alors il apparait que l'onde $u_3 = \beta |u_R|^2 u_o$ est une duplication de l'onde objet et $u_4 = \beta |u_R|^2 u_o^*$ son complexe conjugué. Pour illustrer le principe de reconstruction du front d'onde, nous avons considéré ici un hologramme en amplitude. Ce raisonnement s'applique de la même manière pour un hologramme de phase.

Il fallut attendre 1967 et les travaux de J.W Goodman et R.W Lawrence [72] pour voir apparaitre le principe de l'holographie numérique. L'enregistrement de l'hologramme était réalisé sur un support argentique, mais l'hologramme était échantillonné par une méthode numérique. Finalement, le front d'onde du faisceau d'écriture était reconstruit numériquement. Une seconde démonstration de ce type a été proposée par Konrod et al en 1972. L'utilisation d'une caméra CCD pour l'enregistrement a vu le jour en 1994 dans l'équipe d'O. Coquoz [73] puis par U. Schnars et J. Jüptner [74], l'holographie est alors totalement numérique.

Aujourd'hui, l'holographie numérique et la reconstruction de front d'onde sont utilisées pour la mesure sans contact, le contrôle non destructif dans des domaines tels que la biologie, ou encore l'industrie. Les premiers afficheurs à cristaux liquides ont permis d'utiliser des SLM adressés électriquement comme support d'enregistrement. Les progrès dans le domaine des caméras CCD, des SLM et de l'informatique ont contribué au développement de l'holographie numérique.

3.1.2 Hologramme mince et hologramme de volume

Il est important de rappeler qu'un hologramme est un réseau de diffraction. L'amplitude et la phase de la lumière transmise ou réfléchiée par ce réseau dépendent par conséquent du rapport entre la période du plus petit motif d'interférences et l'épaisseur du milieu d'enregistrement. On parle alors soit d'hologramme mince soit d'hologramme de volume. Il en résulte deux régimes de diffractions particuliers, dits respectivement de Raman-Nath (classiquement étudié pour la diffraction acousto-optique) ou de Bragg. Si l'on considère le cas simple d'un hologramme sinusoïdal, on peut définir un critère Q permettant de déterminer le type de diffraction qui est en jeu [75]

$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 d}{n\Lambda^2}, \quad (3.4)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, d est l'épaisseur du milieu d'enregistrement, n est son indice de réfraction et Λ est le pas du réseau sinusoïdal. Dans le cas $Q > 2\pi$, on parle de réseau de volume (régime de Bragg) et dans le cas $Q < 2\pi$, on parle de réseau mince (régime de Raman-Nath). On verra dans la suite que l'hologramme dynamique enregistré dans le SLM à adressage optique appartient à la catégorie des réseaux minces. En effet, le pas des franges d'interférence est généralement plus grand que l'épaisseur de la couche de cristaux liquides dans lequel l'hologramme est enregistré.

3.1.3 Rappels d'interférométrie à deux ondes

Il existe différentes configurations d'interféromètres utilisées dans les systèmes de capteurs à fibres optiques. Pour illustrer le principe, nous considérons le cas très répandu d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré. Il est constitué d'une source optique cohérente, de coupleurs permettant de séparer puis de recombinaison les deux voies de l'interféromètre (une voie « référence » et une voie « signal »), et d'un détecteur en sortie de chaque voie (Figure 3.2).

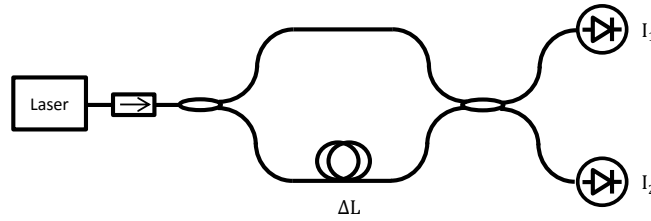


Figure 3.2 : Interféromètre de Mach-Zehnder fibré.

On fait l'hypothèse que la longueur de cohérence l_c de la source est supérieure à la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre ΔL soit $l_c \gg n\Delta L$, que les deux bras portent le même état de polarisation linéaire et que l'on néglige les pertes, l'intensité sur chacune des photodiodes s'écrit

$$I_1 = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \cos(\phi_R - \phi_S), \quad (3.5a)$$

$$I_2 = I_R + I_S - 2\sqrt{I_R I_S} \cos(\phi_R - \phi_S), \quad (3.5b)$$

où I_R et I_S sont respectivement les intensités de l'onde de référence et de l'onde signal et ϕ_R et ϕ_S , leurs phases. La différence de phase $\Delta\phi$ entre ces deux ondes en sortie de l'interféromètre s'écrit alors

$$\Delta\phi = n \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L, \quad (3.6)$$

où n est l'indice de réfraction de la fibre optique, λ est la longueur d'onde dans le vide et ΔL la différence de chemin optique entre les deux ondes. L'intensité totale sur chaque photodiode peut aussi se mettre sous la forme générale

$$I_{1,2} = I_0 [1 \pm V \cos(\Delta\phi)], \quad (3.7)$$

où $I_0 = I_R + I_S$ est l'intensité moyenne incidente, $V = 2\sqrt{I_R I_S}/I_0$ est la visibilité des franges d'interférences. On peut alors mesurer les variations de phase induites par une perturbation extérieure sur la fibre optique en mesurant l'intensité collectée sur les photodiodes. On présente Figure 3.3 une trace typique des deux sorties de l'interféromètre.

Une modulation de phase sur une des voies de l'interféromètre se traduit par une modulation d'intensité sur chaque photodiode. Les signaux issus de celles-ci sont en opposition de phase. Le point de fonctionnement de l'interféromètre offrant la meilleure sensibilité se situe dans la zone quasi linéaire de sa transmission. Ce point de fonctionnement peut être ajusté par la différence de marche de l'interféromètre. La démodulation est linéaire pour de faibles amplitudes de modulation de phase.

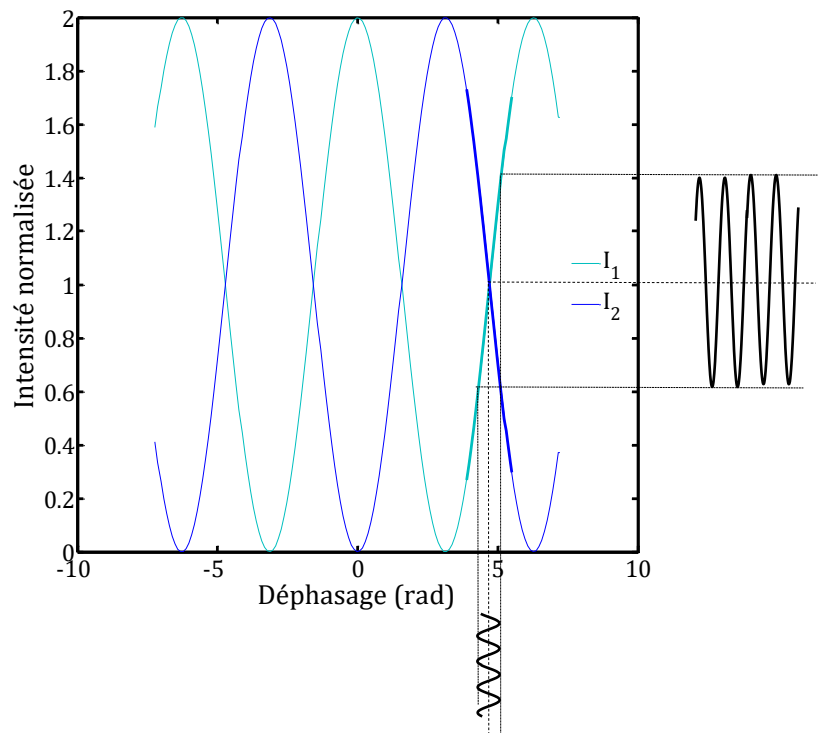


Figure 3.3 : Démodulation au moyen d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Les courbes correspondent aux deux cas en opposition de phase. On peut alors démoduler un petit signal linéaire en se plaçant à la quadrature comme indiqué sur la figure.

3.2 Interférométrie adaptative

Dans cette partie, nous nous intéressons à la réalisation d'un interféromètre adaptatif à $1,55 \mu\text{m}$. Après avoir défini le milieu holographique, nous posons les bases de la théorie associée à l'interférométrie adaptative. Puis nous présentons une démonstration expérimentale d'un interféromètre adaptatif basé sur l'utilisation d'un SLM à adressage optique. En particulier, on caractérisera notre système en matière de sensibilité, bande passante, et linéarité.

3.2.1 Choix d'un milieu holographique à 1.55 μm

Afin de réaliser un interféromètre adaptatif pour des applications dans le domaine des capteurs à fibres optiques, il est impératif de choisir un milieu holographique sensible autour de 1,55 μm . Le choix de cette longueur d'onde permet de bénéficier de la faible atténuation ainsi que de la disponibilité des composants télécoms. La plupart des démonstrations expérimentales ont été réalisées dans le visible avec différents types de cristaux tels que BTO, BSO, GaP [45]. Dans le proche infrarouge, les matériaux utilisés sont l'AsGa autour de 1,06 μm et différents cristaux dopés de CdTe autour de 1,55 μm . Nous proposons dans la suite de réaliser un interféromètre adaptatif à 1,55 μm basé sur l'utilisation d'un SLM à adressage optique tel que présenté dans le **chapitre 1** comme support holographique. Comme nous le verrons par la suite, ce composant permet d'avoir une solution bas coût tout en bénéficiant d'une fréquence de coupure intéressante pour les applications capteurs, fonctionnant à faible puissance optique et présentant une bonne sensibilité due à la forte biréfringence des cristaux liquides.

3.2.2 Holographie adaptative dans un SLM à adressage optique

On s'intéresse au cas simple où une onde plane de référence interfère avec une onde plane objet sur la surface du photoconducteur d'un SLM à adressage optique (Figure 3.4). L'angle d'incidence d'incidence est β . L'onde objet porte le signal de la modulation de phase.

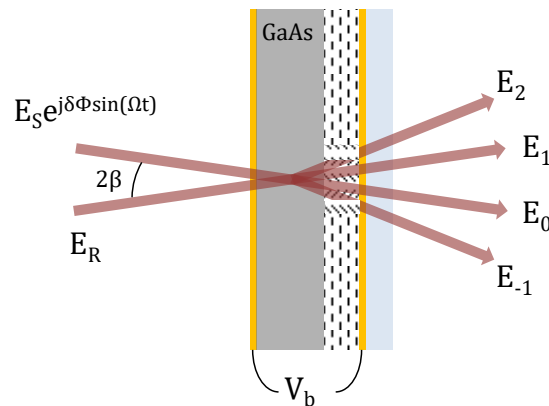


Figure 3.4 : Schéma explicatif de la recombinaison de deux ondes optiques sur un SLM à adressage optique.

3.2.2.1 Couplage à deux ondes dans le SLM

Le mélange à deux ondes est un phénomène qui prend place lorsque deux ondes optiques interagissent dans un milieu non-linéaire. Il se produit lorsque l'indice de réfraction « vu » par les deux ondes est modifié par l'intensité totale incidente. Le couplage à deux ondes est automatiquement adapté en phase. Cette propriété est particulièrement intéressante lorsqu'il s'agit de réaliser un système interférométrique. L'analyse présentée ci-après s'appuie sur celle de Kogelnik [76]

Les amplitudes complexes des deux ondes se mettent sous la forme

$$\tilde{E}_R(\vec{r}, t) = E_R e^{j(\vec{k}_R \cdot \vec{r} - \omega_R t)} + c. c., \quad (3.8)$$

$$\tilde{E}_S(\vec{r}, t) = E_S e^{j(\vec{k}_S \cdot \vec{r} - \omega_S t)} + c. c., \quad (3.9)$$

où \vec{k}_R (respectivement \vec{k}_S) est le vecteur d'onde de l'onde de référence (respectivement de l'onde objet), ω_R (respectivement ω_S) est la pulsation de l'onde de référence (respectivement de l'onde objet) et \vec{r} un vecteur de position de coordonnées (x, y, z) . L'intensité totale incidente sur le milieu non-linéaire s'écrit

$$I(\vec{r}, t) = |E_R|^2 + |E_S|^2 + 2|E_R||E_S| \cos[(\vec{k}_R - \vec{k}_S) \cdot \vec{r} - (\omega_R - \omega_S)t + \phi], \quad (3.10)$$

Finalement, l'intensité totale à l'entrée du milieu non-linéaire se met sous la forme

$$I(\vec{r}, t) = I_T \left[1 + 2 \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_T} \cos(\vec{K} \cdot \vec{r} - \Delta\omega t + \phi) \right], \quad (3.11)$$

où $I_T = I_R + I_S$, \vec{K} est le vecteur d'onde du réseau défini par $\vec{K} = \vec{k}_R - \vec{k}_S$ et $\Delta\omega = \omega_R - \omega_S$ la différence de pulsation entre les deux ondes, et $\phi = \phi_R - \phi_S$ la différence de phase entre les deux ondes.

Le milieu non-linéaire considéré dans ce travail est un SLM à adressage optique. Dans ce cas, l'équation 3.11 donne le profil d'intensité sur le photoconducteur. Ce profil d'intensité induit la réorientation locale des cristaux liquides. Il en résulte un réseau de phase dans les cristaux liquides sur lequel la diffraction va opérer. Dans le régime de fonctionnement linéaire du SLM (lié à la tension et la fréquence de biais ainsi qu'à l'intensité optique incidente moyenne), la variation de phase locale est proportionnelle à la variation d'intensité avec comme facteur de proportionnalité le coefficient n_2 .

On peut déduire de la norme de \vec{K} l'interfrange Λ défini par

$$\Lambda = \frac{2\pi}{|\vec{K}|} = \frac{\lambda}{2 \sin(\beta)} \quad (3.12)$$

On suppose que le milieu non-linéaire utilisé possède un temps de réponse fini, ce qui est vrai pour les milieux utilisés en interférométrie adaptative. L'évolution de l'indice de réfraction est régit par une équation de relaxation de Debye ayant pour forme

$$\tau \frac{dn}{dt} + (1 - l_a^2 \nabla^2) n = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t), \quad (3.13)$$

où n_0 est la partie constante de l'indice de réfraction en l'absence de champ électrique, n_2 est le coefficient non-linéaire qui détermine la variation d'indice en fonction de l'intensité totale incidente et τ le temps caractéristique qui détermine la réponse du milieu et la plage spectrale de fréquences pour lesquelles l'hologramme

s'adapte et où l_d est la longueur de diffusion transverse des molécules de cristal liquide. Cela signifie que lorsque le régime stationnaire est atteint, l'indice de réfraction du milieu non linéaire est donné par $n = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t)$.

On peut alors résoudre l'équation d'onde pour le champ électrique total

$$\nabla^2 E - \left(\frac{n}{c}\right)^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad (3.14)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Compte-tenu des dimensions caractéristiques d'un SLM à adressage optique (9-20 μm de cristal liquide) de l'interfrange (entre 10-150 μm), on a $Q < 2\pi$ ce qui implique que la diffraction opère en régime de Raman-Nath. Le champ optique diffracté sur le réseau de phase peut alors se décomposer en séries de fonction de Bessel, correspondant aux différents ordres de diffraction. Pour un ordre m considéré, le champ en sortie s'écrit

$$\tilde{E}_m = E_m e^{j(\vec{k}_m \cdot \vec{r} - \omega_m t)} + c. c., \quad (3.15)$$

où $\omega_m = \omega_s - m\Delta\omega$ est la pulsation de l'onde diffractée dans l'ordre m , $\vec{k}_m = \vec{k}_s - m\vec{K}$ est le vecteur d'onde. L'amplitude est donnée par la relation (cf. équation 3.52)

$$E_m = [E_s J_m(\rho) + j E_R J_{m+1}(\rho) e^{-j\psi}] \times e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}(n_0 + n_2 I(\vec{r}, t))z + m(\frac{\pi}{2} - \psi)]}, \quad (3.16)$$

où J_m est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m ,

$$\rho = 2 \frac{\frac{2\pi}{\lambda} n_2 |E_R E_s|}{\sqrt{(1 + l_d^2 K^2)^2 + (\Delta\omega \cdot \tau)^2}} l, \quad (3.17)$$

et

$$\tan(\psi) = \frac{\Delta\omega \cdot \tau}{1 + l_d^2 K^2}. \quad (3.18)$$

D'après l'équation 3.16, on observe bien que dans chaque ordre m , il y a deux contributions, l'une provenant de la diffraction de l'onde de référence E_R sur le réseau de phase et la seconde de la diffraction de l'onde objet E_s sur ce même réseau. Ceci est illustré sur la Figure 3.5.

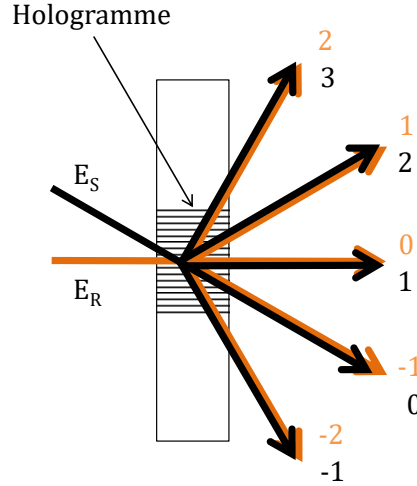


Figure 3.5 : Schéma de principe de l'holographie adaptative dans un support holographique fonctionnant en régime de Raman Nath.

3.2.2.2 Démodulation de la phase

Une modulation de phase sinusoïdale d'amplitude $\delta\phi$ et de pulsation Ω est ajoutée à l'onde objet, le champ optique total s'écrit alors

$$E(\vec{r}, t) = E_R e^{j\vec{k}_R \cdot \vec{r}} + E_S e^{j[\vec{k}_S \cdot \vec{r} + \delta\phi \sin \Omega t]} + c. c. \quad (3.19)$$

Compte-tenu de la faible épaisseur du réseau son effet peut être assimilé à une transmission complexe

$$T(\vec{r}) = T_0 e^{j\varphi_0(\vec{r})}, \quad (3.20)$$

où T_0 est un terme d'amplitude traduisant la transmission du SLM et φ_0 est un terme de phase sur le champ diffracté. La diffraction se produit dans le régime de Raman-Nath permettant plusieurs ordres de diffraction. La composante de phase du facteur de transmission s'écrit

$$\varphi_0(\vec{r}) = n(\vec{r})k_0 l = [n_0 + n_2 I_B(\vec{r})]k_0 l, \quad (3.21)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ est la norme du vecteur d'onde optique, l est l'épaisseur des cristaux liquides et I_B est la contribution de l'intensité à l'intérieur de la bande passante du SLM. L'expression de I_B est donnée en considérant la composante continue du réseau d'intensité I :

$$I \propto |E|^2 = |E_R + E_S|^2. \quad (3.22)$$

La composante continue du champ objet est exprimée en utilisant l'identité de Jacobi-Anger qui spécifie qu'une fonction de la forme $e^{i\xi \sin(u)}$ s'écrit sous la forme

$$e^{i\xi \sin(u)} = J_0(\xi) + 2iJ_1(\xi) \sin(u) + 2J_2(\xi) \cos(2u) + 2iJ_3(\xi) \sin(3u) + \dots \quad (3.23)$$

En utilisant cette expression, et en supposant de faibles modulations de phase $\delta\phi \ll 1$ le terme I_B se réduit à :

$$I_B(\vec{r}) \propto |E_R|^2 + |E_S|^2 + 2J_0(\delta\phi)E_RE_O \cos(\vec{K}_r \cdot \vec{r} - \phi). \quad (3.24)$$

Le champ en sortie du milieu non linéaire s'écrit $E_{out} = TE$. En résolvant cette équation avec l'expression de la transmission, il est possible d'écrire l'intensité optique en sortie dans l'ordre m :

$$I_m = T_0 I_R [K^2 J_m^2(\rho) + J_{m+1}^2(\rho) + 2KJ_m(\rho)J_{m+1}(\rho) \sin(\delta\phi \sin(\Omega t))], \quad (3.25)$$

où $K^2 = I_S/I_R$ est le rapport d'intensité entre les deux ondes incidentes et $\rho = 2k_0 l n_2 J_0(\delta\phi) |E_R E_O|$ est l'amplitude de la modulation de phase en négligeant le terme de diffusion et pour $\Delta\omega = 0$. De plus, en faisant l'hypothèse que $\sin(\delta\phi \sin(\Omega t)) \approx 2J_1(\delta\phi) \sin(\Omega t)$, on peut écrire l'intensité diffractée dans l'ordre m sous la forme

$$I_m = T_0 I_R [K^2 J_m^2(\rho) + J_{m+1}^2(\rho) + 4KJ_m(\rho)J_{m+1}(\rho)J_1(\delta\phi) \sin(\Omega t)]. \quad (3.26)$$

Ce cas simple permet d'obtenir une expression analytique de l'intensité optique diffractée en sortie de l'interféromètre. Elle a été obtenue en considérant la diffraction du champ optique total sur le réseau de phase mince. On peut remarquer que pour un ordre m considéré, l'intensité totale correspond bien à la somme des intensités diffractées de chaque onde.

3.2.2.3 Sensibilité de l'interféromètre adaptatif

On s'intéresse dans cette section à la sensibilité de l'interféromètre adaptatif. Ce paramètre caractérise la conversion d'une modulation de phase en modulation d'intensité. Elle dépend en particulier de la source optique utilisée, de la puissance optique et de la chaîne optoélectronique de détection (photodiode, amplificateur électrique). Ces points seront étudiés en détails dans le **chapitre 4** et on se focalise ici sur la sensibilité intrinsèque de l'interféromètre adaptatif. L'étude théorique a mis en évidence par l'équation 3.26 que la conversion d'une modulation de phase en modulation d'intensité est pondérée pour un ordre m par le terme $J_m(\rho)J_{m+1}(\rho)$. On présente (Figure 3.6) l'évolution de $J_m(\rho)J_{m+1}(\rho)$ pour les ordres -2 à 2.

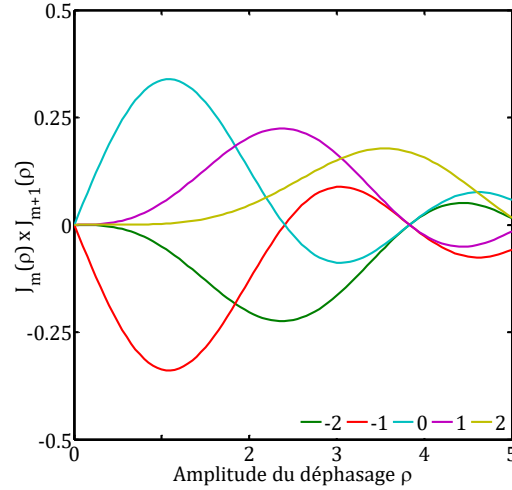


Figure 3.6 : Evolution du produit $J_m(\rho)J_{m+1}(\rho)$ en fonction de l'amplitude du déphasage ρ . Ces courbes permettent de déterminer l'ordre de diffraction m le plus approprié pour optimiser la sensibilité de l'interféromètre adaptatif.

On observe d'une part que le maximum d'intensité diffractée est atteint pour les ordres 0 et -1. Autrement dit, le rapport signal sur bruit est maximal si on collecte le signal diffracté dans la direction de l'onde de référence ou de l'onde objet. D'autre part, l'amplitude du déphasage ρ (équation 3.16) du réseau de phase est un paramètre qui permet d'optimiser la sensibilité. Ce dernier peut être ajusté en contrôlant la biréfringence des cristaux liquides par l'intermédiaire de l'intensité optique et de la tension appliquée au SLM ainsi que de l'épaisseur de cristaux liquides l .

3.2.2.4 Adaptabilité de l'interféromètre adaptatif

Dans l'étude théorique présentée ci-dessus, nous avons fait l'hypothèse que la modulation de phase est à une fréquence supérieure à la fréquence de coupure du SLM. On parle d'interféromètre adaptatif car d'après les propriétés de l'holographie (cf. équation 3.3), et pour un ordre de diffraction considéré, le front d'onde de la partie diffractée de l'onde de référence est exactement le même que celui de la partie diffractée de l'onde signal. De ce fait, les variations de phases lentes devant le temps de réponse du SLM sont filtrées. De plus, l'interféromètre adaptatif est compatible avec des fronts d'ondes complexes (par exemple le champ optique diffracté par une fibre optique multimode). Nous avons vu au **chapitre 2** que le temps de réponse τ d'un SLM s'écrit

$$\tau = \frac{\gamma_1}{K_{11}} \left(\frac{l}{\pi} \right)^2, \quad (3.27)$$

où γ_1 la viscosité rotationnelle, K_{11} la constante élastique et l l'épaisseur de cristal liquide. Finalement, on définit la fréquence de coupure de l'interféromètre par la relation

$$f = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi} \frac{K_{11}}{\gamma} \left(\frac{\pi}{l} \right)^2. \quad (3.28)$$

On présente Figure 3.7 un exemple de dépendance de la fréquence de coupure avec l'épaisseur de cristaux liquides. On a choisi comme paramètres $K_{11} = 11,1 \text{ pN}$ et $\gamma = 28 \text{ mPa.s}$ compatibles avec le cristal liquid E48 utilisé dans notre étude. L'épaisseur de cristal liquide varie entre 5 et 25 μm .

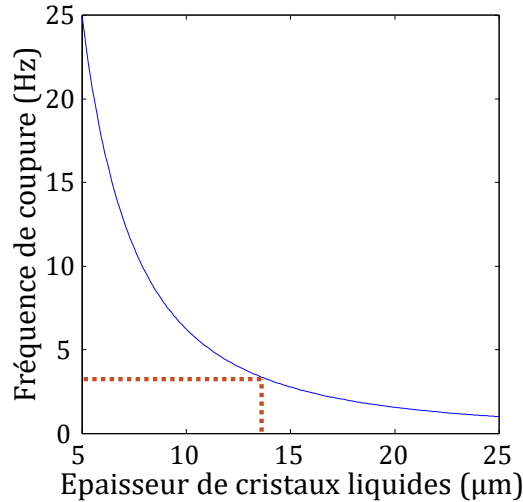


Figure 3.7 : Evolution de la fréquence de coupure d'un interféromètre adaptatif. La constante élastique des cristaux liquides est égale à $K_{11} = 11,1 \text{ pN}$ et la viscosité rotationnelle est égale à $\gamma = 28 \text{ mPa.s}$.

3.2.2.5 Intensité optique

D'après l'équation 3.26, l'intensité optique des ondes mises en jeu pour réaliser un interféromètre adaptatif est un paramètre important pour optimiser sa sensibilité. Dans les systèmes utilisant des cristaux photoréfractifs, l'intensité optique permet aussi d'accorder la fréquence de coupure ce qui n'est pas le cas avec un interféromètre adaptatif basé sur un SLM. Nous étudierons au **chapitre 5** différentes architectures de capteurs et leur compatibilité avec l'utilisation d'un interféromètre adaptatif. Dans certaines configurations, notamment celles inspirées des capteurs à fibres optiques distribués, fonctionnant majoritairement en rétrodiffusion, l'intensité optique que l'on collecte pour mesurer la phase est très faible. Il est alors nécessaire d'optimiser l'architecture de l'interféromètre en termes de source optique, de point de fonctionnement et de détection.

3.2.3 Réalisation expérimentale

Le but de cette section est de présenter une validation expérimentale d'un interféromètre adaptatif à $1,55 \mu\text{m}$ utilisant un SLM à adressage optique comme support holographique. Pour faciliter la mesure, les composants fibrés sont à maintien de polarisation et les fibres optiques sont monomodes. Il s'agit d'une étape nécessaire avant d'aborder les différentes architectures capteurs présentées au **chapitre 5**. L'interféromètre adaptatif (Figure 3.8) a été réalisé en configuration Mach-Zehnder. L'onde de référence et l'onde objet portant une modulation de phase, sont recombinaisonnées

en espace libre sur le SLM formant une figure d'interférences. En sélectionnant un ordre de diffraction, et pour un point de fonctionnement fixé du SLM (tension de polarisation et intensité optique), il est possible de mesurer la résolution spatiale, la bande-passante et la sensibilité de l'interféromètre adaptatif.

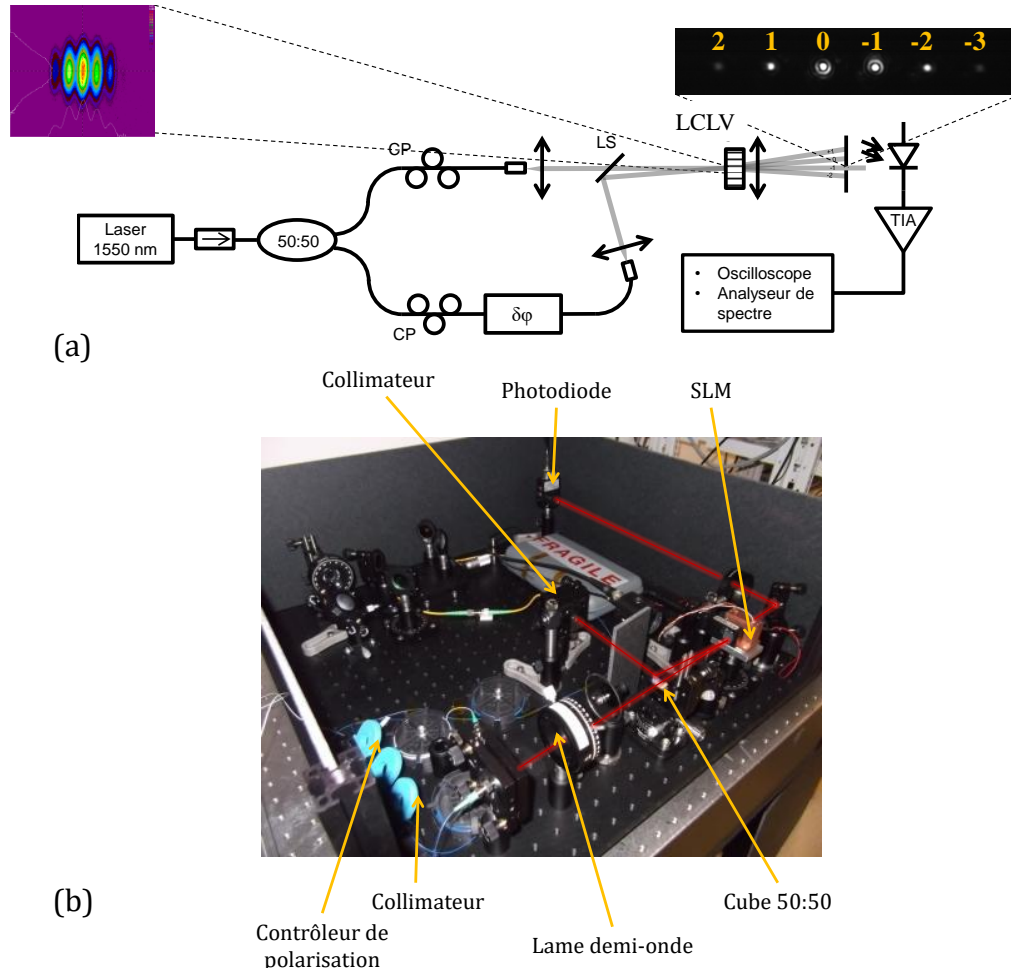


Figure 3.8 : (a) Schéma de principe d'un interféromètre adaptatif réalisé en configuration Mach-Zehnder et s'appuyant sur l'utilisation d'un SLM à adressage optique comme milieu de recombinaison des deux ondes. Le SLM est polarisé pour fonctionner dans son régime linéaire. Une modulation de phase calibrée est appliquée à l'onde objet. L'ordre 0 de l'onde de référence, confondu avec l'ordre -1 de l'onde objet est collecté sur la photodiode. Le signal électrique est analysé dans le domaine fréquentiel. On peut alors estimer la sensibilité, la bande-passante ainsi que la résolution spatiale de l'interféromètre adaptatif. (b) Photo du montage expérimental.

Le laser utilisé est un laser à fibre DFB amplifié émettant à 1,55 μm et d'une puissance de 10 mW. Un coupleur deux voies permet de séparer le faisceau afin de créer l'onde de référence et l'onde objet. Nous avons ensuite utilisé deux collimateurs fibrés afin d'obtenir deux faisceaux collimatés d'un diamètre de 3,6 mm. Ces derniers sont recombinés sur le SLM grâce à un cube séparateur avec un angle compris entre 100 et 250 mrad. Une lentille convergente est placée juste derrière le SLM afin de pouvoir séparer les différents ordres de diffraction en champ lointain. Le signal est collecté sur une photodiode InGaAs bas-bruit, amplifié et analysé dans le domaine fréquentiel.

3.2.3.1 Application d'une modulation de phase calibrée

Nous disposons de deux moyens pour réaliser une elongation de la fibre optique transportant l'onde « signal ». Le premier consiste à enrouler une portion de fibre optique (environ 1 m dans notre configuration) autour d'un cylindre piézo-électrique (Figure 3.9). Cette méthode permet de réaliser de grands déphasages optiques et a été utilisée pour mesurer la bande-passante de l'interféromètre. La linéarité du déphasage ainsi que la réponse en fréquence (Figure 3.10) ont été caractérisées par interférométrie classique.

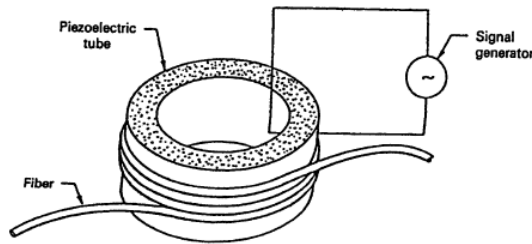


Figure 3.9 : Schéma descriptif d'un tronçon de fibre optique enroulée autour d'un cylindre piézo-électrique. L'application d'une tension électrique sur le cylindre induit une déformation radiale convertie en une modulation de la phase de l'onde optique se propageant dans la fibre [8].

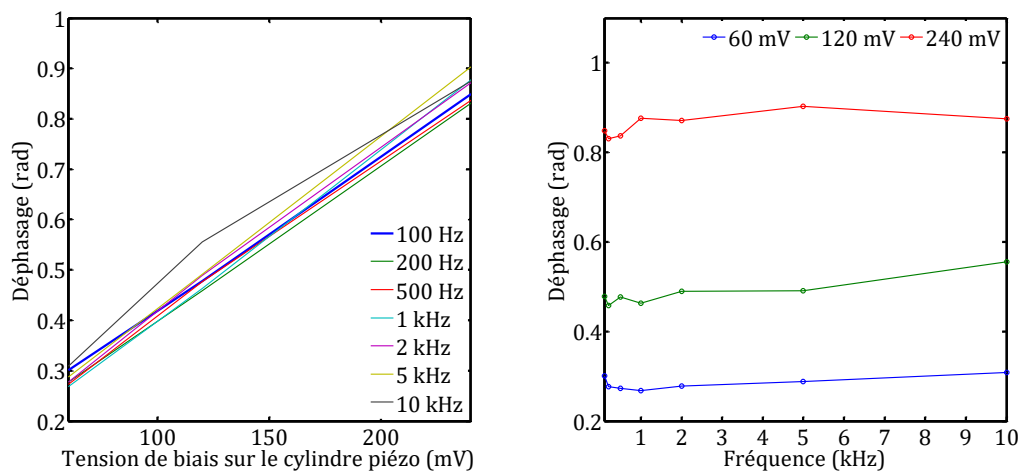


Figure 3.10 : (a) Déphasage appliqué sur la fibre optique monomode par l'intermédiaire d'un cylindre PZT et (b) linéarité en fréquence. La portion enroulée est d'environ 1 m. La mesure du déphasage est effectuée en réalisant un interféromètre classique fibré.

Cette méthode est simple à mettre en œuvre et offre une grande flexibilité sur la longueur de fibre optique enroulée. Cependant, le calibrage repose sur une mesure d'intensité et il est plus difficile de se fier à la mesure pour de très faibles déphasages. On choisit d'utiliser une alternative qui repose sur l'utilisation d'un actuateur piézo-optique calibré et conçu pour réaliser de très faibles déphasages avec précision et répétabilité. Une caractéristique de cet actuateur est présentée en Figure 3.11 où le déphasage de l'onde optique est tracé en fonction de la tension appliquée.

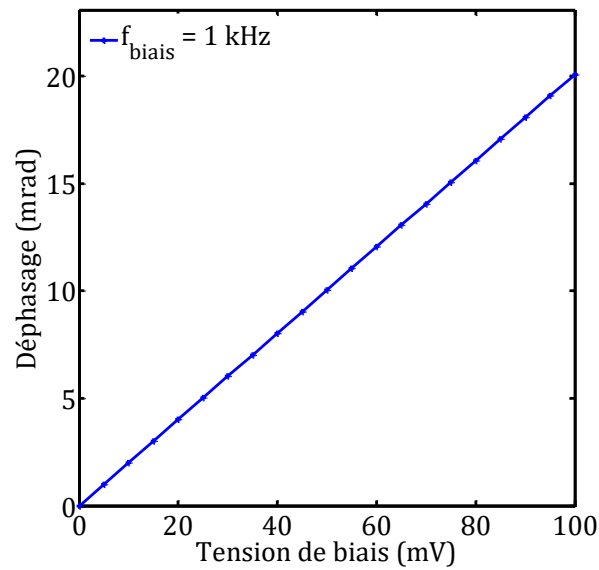


Figure 3.11 : Déphasage induit sur une onde se propageant dans une fibre optique en fonction de la tension appliquée sur le modulateur de phase. Ce dernier permet d'appliquer une modulation de phase calibrée.

On constate que dans leur plage de fonctionnement, il y a une différence d'environ deux ordres de grandeur entre ces deux solutions. Cette solution calibrée sera donc utilisée afin d'évaluer le déphasage minimum détectable de l'interféromètre adaptatif.

3.2.3.2 Résultats expérimentaux

Le SLM utilisé Figure 3.12 pour cette réalisation expérimentale est constitué d'un substrat photoconducteur de 400 μm , d'une couche de cristaux liquides de 14 μm . La tension de biais est fixée à 8,1 V_{RMS} avec une fréquence de 1 kHz. L'intensité optique incidente sur le SLM est $I_R = I_S = 0,52 \text{ mW}/\text{cm}^2$ soit $K = 1$.

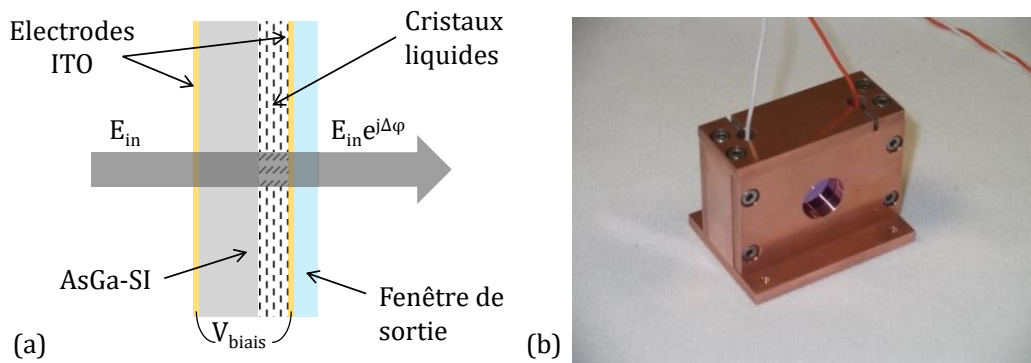


Figure 3.12 : (a) Schéma de principe d'un SLM à adressage optique et (b) Photo du composant fabriqué à TRT et à l'INLN dans un boîtier en cuivre pour le contrôle de la température.

3.2.4 Résolution spatiale

L'interfrange minimal pour lequel un hologramme de phase efficace est inscrit dans les cristaux liquides est limité par la résolution spatiale du SLM. Or, afin de maximiser l'efficacité de diffraction, il est nécessaire d'avoir le plus de franges d'interférences sur la surface considérée. Il y a donc un compromis à trouver entre la compacité du SLM, sa résolution spatiale et son efficacité de diffraction. Nous avons évalué ce paramètre en mesurant l'efficacité de diffraction de l'hologramme pour différentes périodes spatiales du réseau, c'est-à-dire pour différents angles entre l'onde de référence et l'onde objet. Pour mesurer la période spatiale du réseau, on image les franges d'interférences sur une caméra placée dans un plan image du SLM. A partir de la mesure d'intensité, on peut tracer la transformée de Fourier spatiale pour estimer le pas du réseau (Figure 3.13).

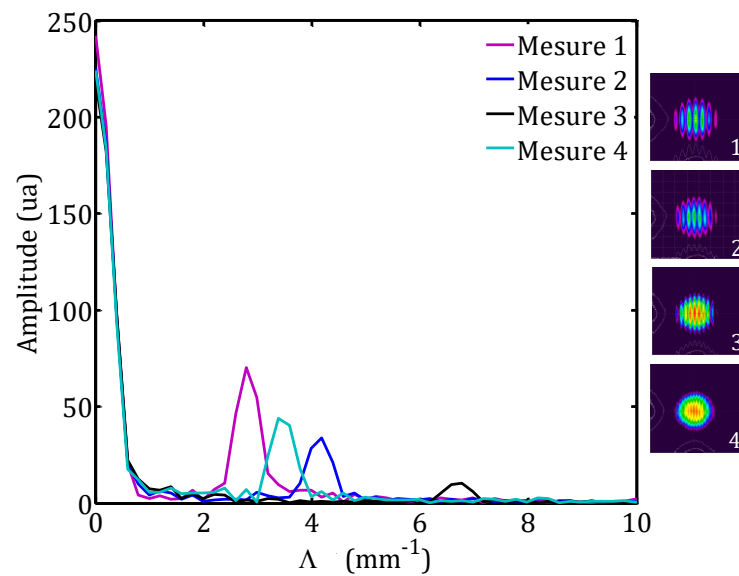


Figure 3.13 : Transformée de Fourier spatiale des profils d'intensités mesurés à l'aide d'une caméra. On peut alors extraire simplement le pas du réseau.

On mesure l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 en fonction de la fréquence spatiale des franges d'interférences Δ^{-1} (Figure 3.14). La fréquence de coupure, de l'ordre de 5 mm^{-1} , permet de définir la résolution spatiale du SLM qui correspond à un interfrange de $200 \mu\text{m}$. Dans la suite, nous avons fixé l'interfrange à environ $250 \mu\text{m}$, ce qui offre un bon compromis entre un couplage efficace et une séparation aisée des ordres de diffraction en champ lointain. En utilisant des photoconducteurs plus minces, il serait possible d'améliorer la résolution spatiale de nos SLM [77].

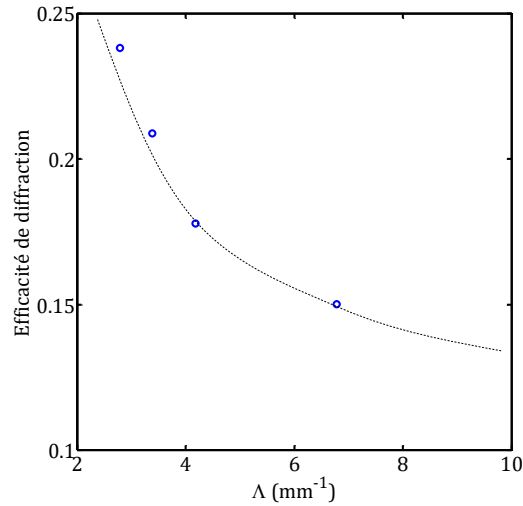


Figure 3.14 : Efficacité de diffraction d'un réseau de phase sinusoïdal dans un SLM à adressage optique en fonction de la fréquence spatiale des franges d'interférences. Pour illustrer, les deux interférogrammes correspondant au cas $\Lambda = 150 \mu m$ et $\Lambda = 350 \mu m$. La ligne en pointillé facilite la lecture.

3.2.4.1 Mesure d'une modulation de phase et sensibilité

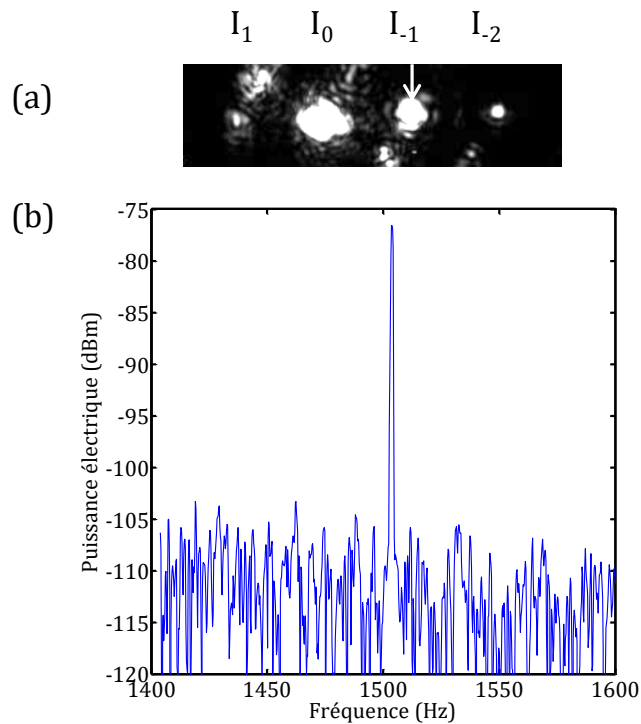


Figure 3.15 : (a) Image du champ lointain dans le plan focal d'une lentille convergente. Le signal optique dans l'ordre -1, c'est-à-dire dans la direction de l'onde de référence est collecté sur une photodiode puis analysé dans le domaine électrique. Une modulation de phase de 2 mrad à une fréquence de 1,5 kHz est appliquée par l'intermédiaire d'un modulateur piézo-électrique afin de moduler la phase de l'onde objet. On retrouve bien, dans le spectre électrique du signal de référence, la modulation de phase. La bande-passante de résolution est de 1 Hz. A partir de cette mesure, on peut estimer le déphasage minimum détectable pour un rapport signal-sur-bruit égal à 1. Dans cette configuration, on l'estime à $200 \mu rad/\sqrt{Hz}$.

La Figure 3.15a est une image acquise par une caméra infrarouge de la diffraction en champ lointain sur le SLM. Le signal optique I_1 est collecté sur une photodiode puis analysé dans le domaine fréquentiel (Figure 3.15b) avec une bande passante de résolution de 1 Hz. La modulation de phase appliquée sur l'onde objet est de 2 mrad à la fréquence de 1,5 kHz. On peut ainsi estimer la sensibilité de l'interféromètre en considérant un rapport signal-sur-bruit unité. Pour cette expérience, on a évalué le déphasage minimum détectable à $200 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ en considérant un rapport signal-sur-bruit unité, l'amplitude de la modulation de phase étant connue grâce au calibrage de l'actuateur piézo-optique (cf. partie 3.2.3.1). Dans les conditions de l'expérience, la sensibilité est limitée par le bruit d'intensité de la source optique utilisée. L'optimisation de la sensibilité de l'interféromètre, dépendant de la source optique ainsi que du point de fonctionnement de l'interféromètre, sera approfondie dans le chapitre 4.

3.2.4.2 Linéarité de détection et bande-passante

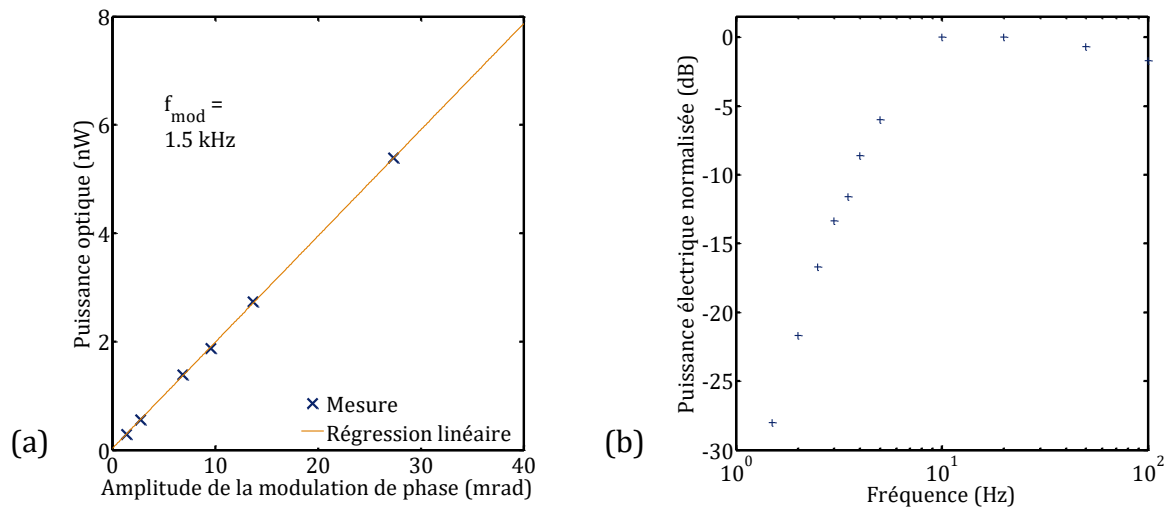


Figure 3.16 (a) Puissance optique détectée à la fréquence de modulation de phase en fonction de l'amplitude de la modulation. (b) Fonction de transfert de l'interféromètre adaptatif pour une amplitude de modulation de phase fixée en fonction de la fréquence de la modulation de phase.

On présente Figure 3.16a l'étude de la linéarité de détection de l'interféromètre adaptatif décrit à la Figure 3.8. Pour cela, une modulation de phase à fréquence fixée est appliquée sur l'onde objet. On mesure le signal optique en sortie de l'interféromètre via une photodiode et un analyseur de spectre électrique. On reporte l'amplitude du pic à la fréquence de modulation en fonction de l'amplitude de la modulation. On peut alors clairement observer la linéarité de la détection. A partir de l'étude théorique, on peut voir que l'intensité diffractée est proportionnelle à $J_1(\delta\phi)$. Pour de faibles modulations de phase, $J_1(\delta\phi) \approx \delta\phi/2$. On a donc confirmé expérimentalement le comportement de l'interféromètre adaptatif. La limite de linéarité théorique est atteinte pour un déphasage de 1,1 rad. Dans ce cas, l'interféromètre adaptatif offre une dynamique d'environ 37 dB. Pour un déphasage de 0,2 π , on atteindrait une dynamique proche de

70 dB. De plus, cette limite provient de l'utilisation de l'interféromètre en régime linéaire. Elle pourrait être contournée en améliorant la détection.

La bande passante de l'interféromètre a été évaluée en mesurant l'amplitude du pic pour différentes fréquences de modulation avec une amplitude fixée à 21,6 mrad (Figure 3.16b). On observe un comportement similaire à un filtre passe-haut du premier ordre avec une fréquence de coupure à -3 dB autour de 5 Hz. Cette dernière peut être accordée entre quelques Hz et 100 Hz en choisissant le point de fonctionnement du SLM (tension de biais, température des cristaux liquides).

3.2.4.3 Régime impulsionnel

On s'intéresse ici à la réponse de l'interféromètre adaptatif lorsque les ondes de référence et objet sont impulsionnelles. Ce point est crucial si l'on souhaite étudier des architectures capteurs fonctionnant dans ce régime. En pratique, nous avons utilisé un modulateur acousto-optique en sortie du laser avant de séparer les deux voies de l'interféromètre. Pour cette validation expérimentale, la largeur d'impulsion est fixée à 150 ns avec une fréquence de répétition de 300 kHz. Pour cette mesure, nous avons utilisé un SLM différent des deux présentés précédemment. Le photoconducteur est un substrat d'AsGa :Cr de 1 mm d'épaisseur et d'une couche de 25 μm de cristaux liquides E48. On a mesuré (Figure 3.17) la puissance optique dans la direction de l'onde de référence en fonction de la tension de biais ainsi que de la fréquence de biais appliquées au SLM.

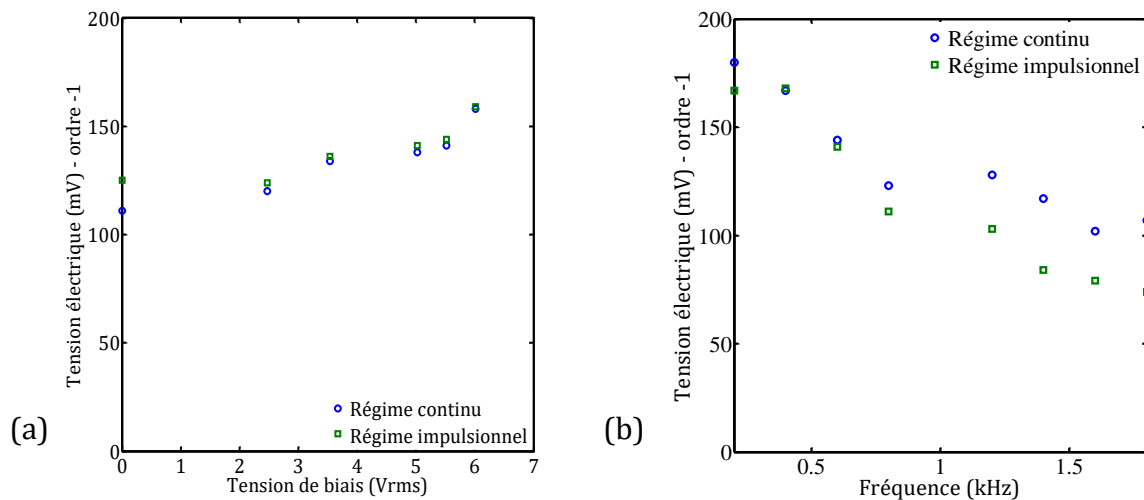


Figure 3.17 : Signal détecté par une photodiode sur l'ordre -1 en fonction de la tension de biais (a) et de la fréquence de biais (b). On a comparé expérimentalement le cas où la source optique est continue avec le cas où elle est modulée en intensité afin d'obtenir des impulsions. On constate que l'interféromètre possède une réponse similaire dans les deux cas considérés.

Dans la suite, le point de fonctionnement retenu est $V_b = 6 V_{RMS}$ et $f_b = 200 \text{ Hz}$. On constate que les comportements en régime continu et impulsionnel sont comparables. Cela signifie que le SLM est sensible à la puissance optique moyenne, et que c'est le temps de réponse du cristal liquide qui gouverne sa réponse. Pour illustrer, nous avons

ajouté une modulation de phase à 1 kHz sur l'onde objet. On constate (Figure 3.18) qu'on peut alors extraire la modulation de phase de l'enveloppe du signal impulsionnel.

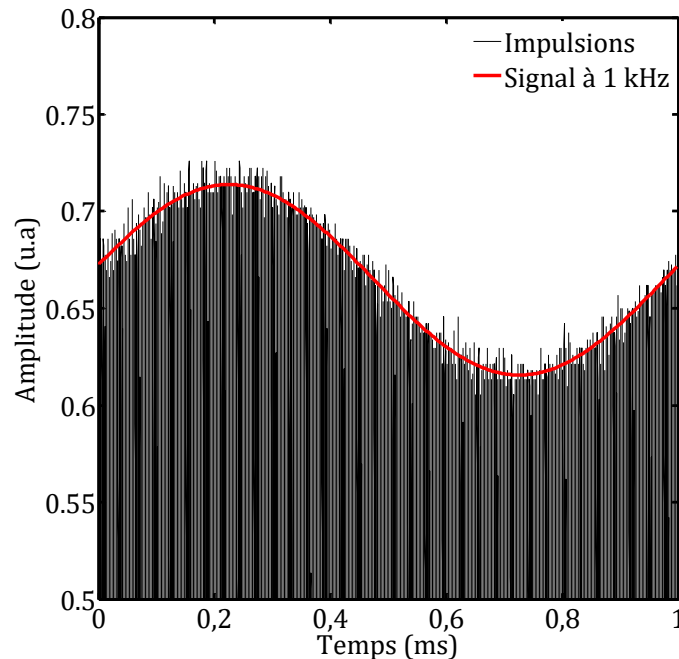


Figure 3.18 : Extraction de l'enveloppe d'un signal impulsionnel diffracté par un SLM dans un interféromètre adaptatif. La fréquence de la modulation de phase est de 1 kHz.

3.2.5 Conclusion

Les SLM à adressage optique sont particulièrement adaptés à la réalisation d'interféromètres robustes vis-à-vis des fluctuations de phase lentes, induites par exemples par du bruit mécanique ou des variations de température. Cette démonstration expérimentale est basée sur l'utilisation de deux ondes optiques monomodes transverses conduisant à l'inscription d'un réseau de diffraction sinusoïdal dans le SLM. La démodulation de phase portée par un signal optique ayant un front d'onde complexe est totalement compatible avec cette technique. Cette démonstration avec des fibres monomodes constitue une brique élémentaire à la réalisation d'un capteur ou réseaux de capteurs pouvant se baser ensuite sur des architectures plus complexes. Le caractère adaptatif de l'interféromètre et sa capacité à maintenir la démodulation linéaire permet d'envisager l'utilisation de milieux diffusants ou de fibres optiques multimodes.

3.3 Interféromètre adaptatif multimode

Nous avons évoqué dans le chapitre précédent que le SLM permettait de démoduler un champ optique complexe. Nous présentons dans cette partie une étude théorique et expérimentale sur l'utilisation d'une fibre optique multimode comme partie sensible et sur le gain en sensibilité interférométrique associé.

3.3.1 Etude théorique

On considère une fibre optique multimode de diamètre de cœur a et d'ouverture numérique NA . Elle constitue le bras « signal » d'un interféromètre adaptatif basé sur un SLM à adressage optique. Une modulation de phase est appliquée sur une portion de la fibre optique. On présente dans un premier temps une étude théorique de la sensibilité à l'élongation d'une fibre optique multimode puis du gain en sensibilité. Puis, nous proposons une démonstration de principe au travers de deux expériences.

3.3.1.1 Sensibilité à l'élongation des modes d'une fibre optique multimode

Dans une fibre optique multimode à gradient d'indice, le profil d'indice de réfraction du cœur varie progressivement avec la dimension transverse (Figure 3.19). Soit n_1 et n_2 les indices de réfraction du cœur et de la gaine, a le rayon du cœur et p un entier, l'expression du profil d'indice $n(r)$ prend la forme

$$n^2(r) = n_1^2 \left[1 - 2 \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \Delta \right], \quad \alpha = \frac{p+2}{p}, \quad r \leq a \quad (3.29)$$

où

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (3.30)$$

Afin d'étudier la propagation des modes dans une telle fibre optique, on s'appuie sur la méthode WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) détaillée dans [78].

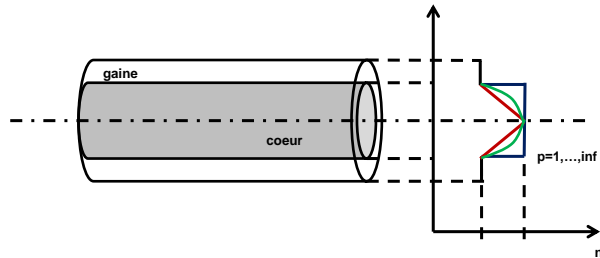


Figure 3.19 : Fibre multimode à gradient d'indice.

Le nombre total de modes M se propageant dans la fibre optique s'écrit sous la forme

$$M \approx \frac{V^2}{4}, \quad (3.31)$$

où

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA, \quad NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.32)$$

Le paramètre V est la fréquence normalisée avec : a le rayon du cœur, λ la longueur d'onde et NA l'ouverture numérique de la fibre optique.

La constante de propagation β_q du mode q considéré s'écrit :

$$\beta_q \approx n_1 k_0 \left[1 - \left(\frac{q}{M} \right)^\alpha \Delta \right] = k_0 c_q n_1, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad c_q = \left[1 - \left(\frac{q}{M} \right)^\alpha \Delta \right]. \quad (3.33)$$

Lors de sa propagation sur une portion de fibre optique de longueur L , le mode q subit un déphasage $\phi_q = \beta_q L$. La variation de phase $\Delta\phi_q$ associée à une élongation longitudinale $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}$ s'écrit

$$\Delta\phi_q = \beta_q \Delta L + \Delta\beta_q L. \quad (3.34)$$

La variation de la constante de propagation $\Delta\beta_q$ fait intervenir un terme lié à l'effet élasto-optique ainsi qu'un terme lié à la modification de diamètre due à l'élongation

$$\Delta\beta_q = \frac{\partial\beta_q}{\partial n_1} \Delta n_1 + \frac{\partial\beta_q}{\partial a} \Delta a = \frac{\partial\beta_q}{\partial n_1} \Delta n_1 + \mu a \frac{\partial\beta_q}{\partial a} \frac{\Delta L}{L} \quad (3.35)$$

On a d'une part

$$\frac{\partial\beta_q}{\partial n_1} = k_0 - k_0 \left(\frac{q}{M} \right)^\alpha \left\{ 1 - 2\alpha \Delta \frac{n_1^2}{NA^2} \right\}. \quad (3.36)$$

De plus, on peut montrer que la lumière se propageant suivant l'axe longitudinal voit une variation d'indice

$$\Delta n_1 = -\frac{1}{2} n_1^3 [(1 - \mu)p_{12} - \mu p_{11}] = \xi n_1^3, \quad (3.37)$$

où μ est le coefficient de Poisson de la silice et p_{ij} sont les coefficients du tenseur élasto-optique.

D'autre part, la dépendance de $\Delta\beta_q$ avec les variations de diamètre se met sous la forme

$$a \frac{\partial\beta_q}{\partial a} = a \frac{\partial\beta_q}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial a} = 2\alpha \Delta k_0 n_1 \left(\frac{q}{M} \right)^\alpha. \quad (3.38)$$

La variation de la phase du mode q lorsque la fibre optique subit une élongation longitudinale s'écrit

$$\frac{\Delta\phi_q}{\phi_q} = \gamma_q \frac{\Delta L}{L} \quad (3.39)$$

où :

$$\gamma_q = 1 + \frac{\xi}{c_q} - \frac{\xi}{c_q} \left(\frac{q}{M} \right)^\alpha \left[1 - 2\alpha \Delta \left\{ \frac{n_1^2}{NA^2} + \frac{\mu}{\xi} \right\} \right]. \quad (3.40)$$

Pour estimer l'écart de déphasage entre les modes, on s'intéresse aux cas particuliers où $q = 1$ et $q = M$, c'est à dire lorsque que l'indice de réfraction vaut respectivement n_1

ou n_2 . Ces deux cas représentent les valeurs maximale et minimale du coefficient de conversion γ_q .

On montre que dans le cas du mode fondamental ($q=1$), le coefficient de conversion se réduit à $\gamma_1 = 1 + \xi = 0,78$. Ce résultat est satisfaisant car on retrouve ici le coefficient de conversion d'une fibre monomode. Dans le cas où l'on considère le mode d'ordre le plus élevé ($q=M$), l'équation (3.36) devient

$$\gamma_M = 1 + \frac{\xi}{1 - \Delta} - \frac{\xi}{1 - \Delta} \left[1 - 2\alpha\Delta \left\{ \frac{n_1^2}{NA^2} + \frac{\mu}{\xi} \right\} \right]. \quad (3.41)$$

Les résultats de simulation montrent que pour les valeurs caractéristiques d'ouvertures numériques des fibres optiques multimodes étudiées, les variations dues aux différents vecteurs d'ondes sont négligeables devant l'effet élasto-optique. Par exemple, pour une ouverture numérique $NA = 0,22$ on a $\gamma_M = 0,7801$.

On peut donc conclure que lorsqu'une fibre multimode est soumise à une elongation longitudinale, tous les modes subissent le même déphasage.

3.3.1.2 Gain en rapport signal sur bruit théorique

Dans cette partie, on se propose d'étudier le phénomène d'holographie adaptative dans un SLM à adressage optique entre une onde de référence E_R et une onde issue d'une fibre optique multimode E_S comme représenté Figure 3.20. L'onde signal E_S se décompose en la somme des modes guidés par la fibre optique. Ces derniers sont tous modulés en phase et on s'intéresse en particulier à la conversion phase-amplitude. Les résultats présentés dans la suite font l'hypothèse que les modes sont orthogonaux entre eux et qu'ils sont tous polarisés suivant l'axe directeur des cristaux liquides.

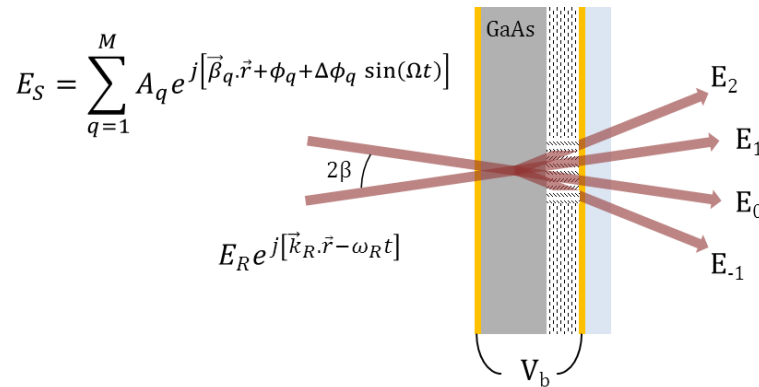


Figure 3.20 : Schéma d'un SLM dans lequel on recombine une onde de référence avec une onde multimode. On fait l'hypothèse que tous les modes portent la même modulation de phase.

L'onde de référence s'écrit

$$E_R = A_R e^{j\vec{k}_R \cdot \vec{r}} + c. c. \quad (3.42)$$

L'onde signal s'écrit

$$E_S = \sum_{q=1}^M E_q + c.c. = \sum_{q=1}^M A_q e^{j(\vec{\beta}_q \cdot \vec{r} + \phi_q + \Delta\phi_q \sin(\Omega t))} + c.c. \quad (3.43)$$

où M est le nombre de mode, q est l'indice du mode considéré, ϕ_q est un déphasage relatif entre les modes et $\Delta\phi_q$ est l'amplitude de la modulation de phase à la fréquence Ω . En régime stationnaire, l'indice de réfraction dans le SLM n'est sensible qu'aux variations lentes devant son temps de réponse τ . Ce dernier se met sous la forme

$$n = n_0 + n_2 I_B, \quad (3.44)$$

où I_B est la contribution basse-fréquence (BF) du réseau d'intensité entre E_R et E_S

$$I_B = |E_R + E_S|_{BF}^2. \quad (3.45)$$

Par conséquent, il est nécessaire de déterminer la contribution BF de l'onde signal. On utilise pour cela l'identité de Jacobi-Anger. L'expression du champ optique pour chaque mode q s'écrit

$$E_q = A_q e^{j(\vec{\beta}_q \cdot \vec{r} + \phi_q)} \left[J_0(\Delta\phi_q) + \sum_{k \neq 0} J_k(\Delta\phi_q) e^{jk\Omega t} \right], \quad (3.46)$$

où les fonctions $J_k(x)$ sont les fonctions de Bessel de 1^{ère} espèce d'ordre k .

Finalement, en injectant (3.46) dans (3.45), il est possible de montrer que l'intensité BF du réseau d'intensité devient

$$I_B = |E_R|^2 + \sum_{q=1}^M |E_q|^2 + 2 \sum_{q=1}^M A_q A_R J_0(\Delta\phi_q) \cos((\vec{\beta}_q - \vec{k}_R) \cdot \vec{r} + \phi_q). \quad (3.47)$$

Compte tenu des dimensions caractéristiques du SLM, la diffraction opère en régime de Raman-Nath. Le champ optique en sortie s'écrit alors comme le produit du champ optique incident avec le coefficient de transmission du SLM

$$E_{out} = TE = e^{jnk_0 l} E_{in}, \quad (3.48)$$

avec

$$E_{in} = E_S + E_R. \quad (3.49)$$

On pose

$$\begin{cases} \gamma = k_0 l \left[n_0 + n_2 \sum_{q=1}^M |E_q|^2 \right] \\ \chi_q = 2k_0 l n_2 J_0(\Delta\phi_q) A_q A_R \end{cases} \quad (3.50)$$

Le coefficient de transmission se met alors sous la forme

$$T = e^{j\gamma} \prod_{q=1}^M e^{j\chi_q \cos((\vec{\beta}_q - \vec{k}_R) \cdot \vec{r} + \phi_q)}. \quad (3.51)$$

En utilisant l'identité de Jacobi-Anger, on peut exprimer le champ diffracté dans la direction de l'onde de référence sous la forme

$$E_d = \left\{ A_R \prod_{q=1}^M J_0(\chi_q) + i \sum_{q=1}^M J_1(\chi_q) \left[\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq q}}^M J_0(\chi_k) \right] e^{j\Delta\phi_q \sin(\Omega t)} \right\} e^{j(\vec{k}_R \cdot \vec{r} + \gamma)}. \quad (3.52)$$

Afin d'établir une première tendance sur le comportement d'un tel dispositif, on fait l'hypothèse raisonnable que $|\chi_q| \ll 1$. Cela implique que $J_0(\chi_q) \approx 1$ et $J_1(\chi_q) \approx \frac{\chi_q}{2}$.

L'équation (3.52) se réduit alors à

$$E_d = \left\{ A_R + i \sum_{q=1}^M \frac{\chi_q}{2} e^{j\Delta\phi_q \sin(\Omega t)} \right\} e^{j(\vec{k}_R \cdot \vec{r} + \gamma)}. \quad (3.53)$$

Finalement, l'intensité détectée dans la direction de l'onde de référence vaut

$$|E_d|^2 = I_R - 2I_R k_0 l |n_2| \sum_{q=1}^M J_0(\Delta\phi_q) I_q \sin[\Delta\phi_q \sin(\Omega t)] \quad (3.54)$$

De plus, $\sin[\Delta\phi_q \sin(\Omega t)] \approx 2J_1(\Delta\phi_q) \sin(\Omega t)$ soit

$$|E_d|^2 = I_R - 4I_R k_0 l |n_2| \left[\sum_{q=1}^M J_0(\Delta\phi_q) J_1(\Delta\phi_q) I_q \right] \sin(\Omega t) \quad (3.55)$$

Pour de faibles modulations de phase, c'est-à-dire $\Delta\phi_q \ll 1$ on peut réduire cette expression à

$$|E_d|^2 = I_R - 2I_R k_0 l |n_2| \left[\sum_{q=1}^M \Delta\phi_q I_q \right] \sin(\Omega t) \quad (3.56)$$

Si de plus, on considère le cas limite où chaque mode transporte la même intensité I_0 , l'équation (3.51) devient

$$|E_d|^2 = I_R - 2I_R k_0 l |n_2| I_0 \left[\sum_{q=1}^M \Delta\phi_q \right] \sin(\Omega t) \quad (3.57)$$

On constate que la partie modulée du signal diffractée est proportionnelle à la modulation de phase $\Delta\phi$ ainsi qu'au nombre de modes dans l'onde signal. Pour $M = 1$, on retrouve bien le résultat de l'interféromètre étudié en première partie de ce chapitre. Si l'on considère que les modes sont décorrélés en phase, alors on peut dire que le gain en rapport signal-sur-bruit par rapport à une onde signal monomode est de \sqrt{M} . On présente [Figure 3.21](#) le gain théorique en fonction du nombre de modes.

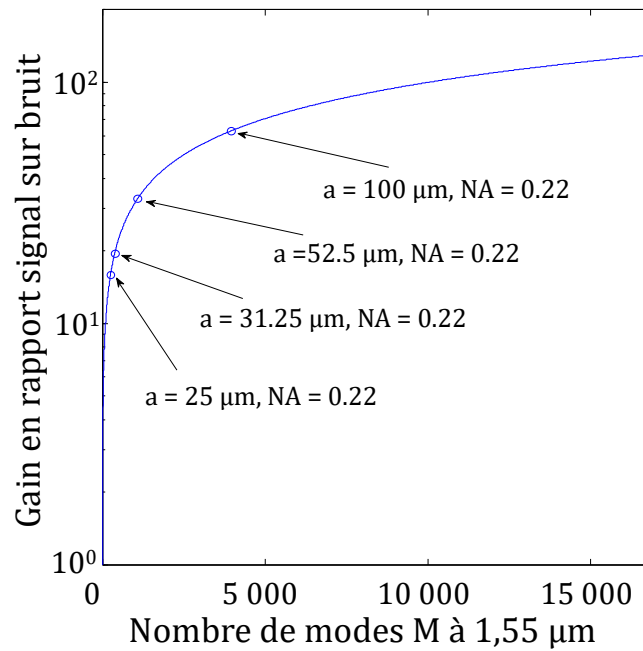


Figure 3.21 : Gain théorique en rapport signal sur bruit par l'association de l'holographie dynamique et d'une fibre multimode.

3.3.2 Etude expérimentale du gain en rapport signal-sur-bruit

Pour étudier le gain sur le rapport signal-sur-bruit, nous avons réalisé un interféromètre adaptatif composé d'un laser séparé en deux voies, l'une générant un faisceau monomode de 7 mm de diamètre et le second injecté dans une fibre multimode de 62,5 μm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique NA = 0,22 (Figure 3.22a).

L'onde est focalisée dans le cœur de la fibre à l'aide d'un objectif et l'extrémité de la fibre optique a été clivée avec un angle d'environ 9° afin de coupler un maximum de modes dans la fibre optique (Figure 3.22b). Le diamètre du plus petit grain de speckle diffracté par la fibre multimode est environ égal à $\Delta x = \lambda/2NA$ soit pour cette fibre optique $\Delta x = 3,5 \mu m$. Cette valeur est très inférieure à la résolution spatiale du SLM ($\sim 150 \mu m$). On utilise donc un système afocal de grandissement $G = 150$ afin de pouvoir inscrire des franges d'interférences dans tous les grains de speckle.

Enfin, une modulation de phase est appliquée sur la fibre optique multimode en enroulant une portion de 1 m autour d'un cylindre piézoélectrique identique à celui utilisé dans le montage monomode.

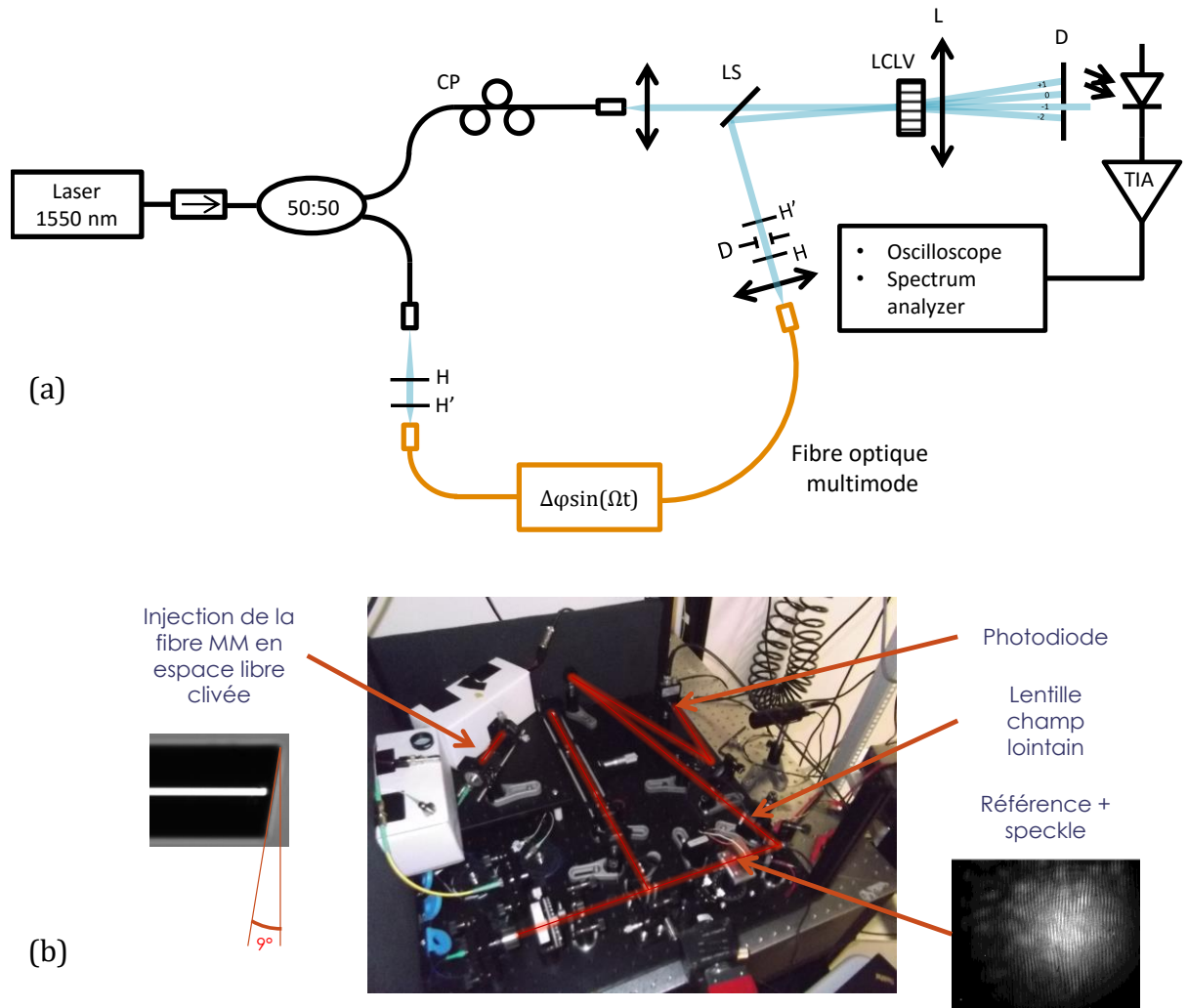


Figure 3.22 : (a) Schéma de principe de l'interféromètre adaptatif multimode et (b) photo de l'expérience. HH' : optiques de mise en forme de faisceaux ; D : diaphragme.

3.3.2.1 Influence du nombre de grains de speckle

On place un diaphragme (D) dans le chemin du faisceau multimode permettant ainsi de modifier le nombre de grains de speckle sur le SLM. A chaque mesure, l'intensité optique est réajustée afin d'être maintenue constante sur le SLM. Le signal diffracté dans la direction de la référence est collecté sur une photodiode en prenant soin de contrôler la divergence des faisceaux. On mesure en fonction du diamètre du diaphragme et pour différentes injections, le rapport signal sur bruit obtenu en appliquant une modulation de phase à 5 kHz à la fibre optique. Une mesure typique d'un spectre électrique est présentée à la Figure 3.23a.

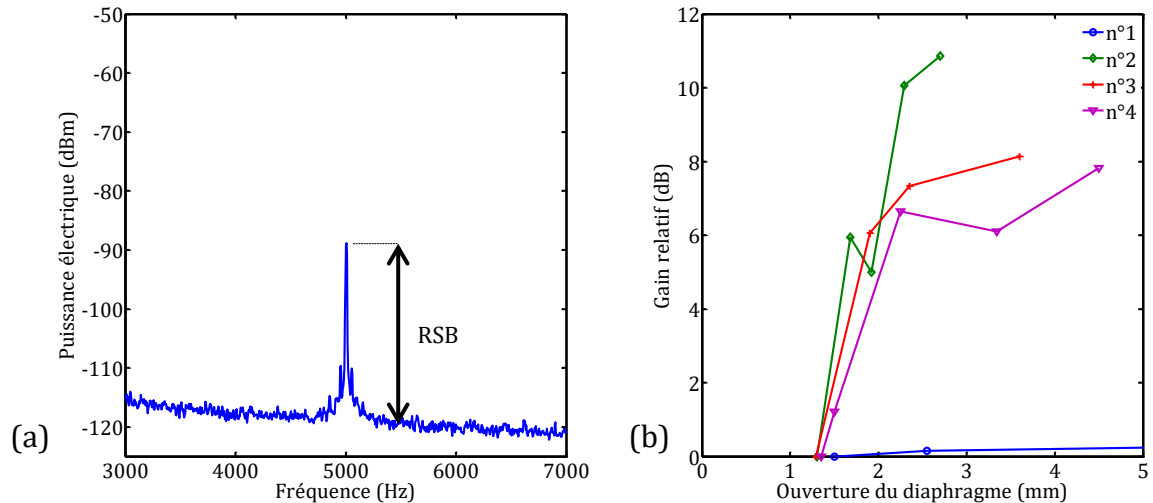


Figure 3.23 : (a) Spectre électrique du signal en sortie de l'amplificateur trans-impédance permettant la mesure du gain (b) Gain sur le rapport signal sur bruit en fonction de l'ouverture du diaphragme placé dans le chemin optique de l'onde multimode. Les numéros 1 à 4 correspondent à une modification (non quantifiable) de l'injection dans la fibre optique multimode.

On constate sur la Figure 3.23b un gain en rapport signal sur bruit maximal obtenu autour de 10 dB. Ce résultat confirme les prévisions théoriques sur la dépendance de la sensibilité avec le nombre de modes. La valeur obtenue est proche du gain théorique (13,6 dB) estimé sur la Figure 3.21 pour la fibre optique de 62,5 μm . Ceci peut être dû à la répartition d'intensité entre les modes qui pondère le déphasage dans l'équation 3.50. Pour cela, nous avons étudié une autre méthode d'injection qui repose sur l'utilisation d'un « mélangeur de modes ». Ce composant permet de répartir uniformément l'intensité en sortie de fibre multimode.

3.3.2.2 Influence de la distribution d'intensité entre les modes

Afin de ne pas induire de couplage par la courbure de la fibre autour du cylindre piézoélectrique, nous avons fabriqué un outil permettant de réaliser une elongation longitudinale de la fibre optique multimode basé sur un actuateur piézoélectrique (Figure 3.24). La fibre optique est collée en deux points espacés de 15 cm environ. Un point est fixe et le second est situé sur l'actuateur piézoélectrique.

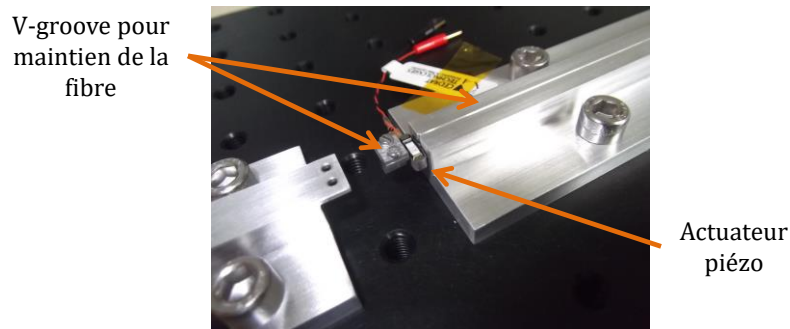


Figure 3.24 : Etireur linéaire permettant de réaliser une elongation longitudinale de la fibre optique multimode.

Nous avons par la suite réalisé des mesures de rapport signal sur bruit pour différentes types d'injection, en contrôlant le mélangeur de modes. Les figures de speckle obtenues dans les quatre cas que nous avons considérés sont présentées sur Figure 3.25.

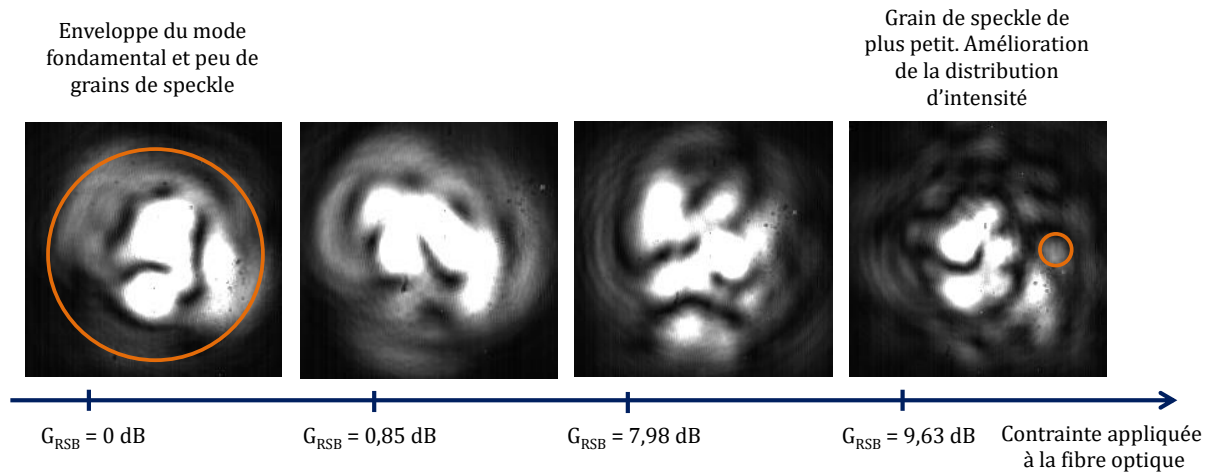


Figure 3.25 : Figures de speckle obtenues pour quatre configurations du mélangeur de modes. On constate (de gauche à droite) que les grains de speckle sont de plus en plus nombreux et petits ce qui va dans le sens de la distribution d'intensité plus uniforme entre les modes.

On constate que le gain relatif est d'environ 10 dB avec cette méthode. Cependant, on ne connaît pas la limite inférieure car il est difficile en pratique de comparer ces mesures avec une fibre optique monomode qui ne possède pas les mêmes caractéristiques (diamètre de cœur, ouverture numérique), le système optique en espace libre utilisé pour mettre en forme les faisceaux n'étant pas adapté.

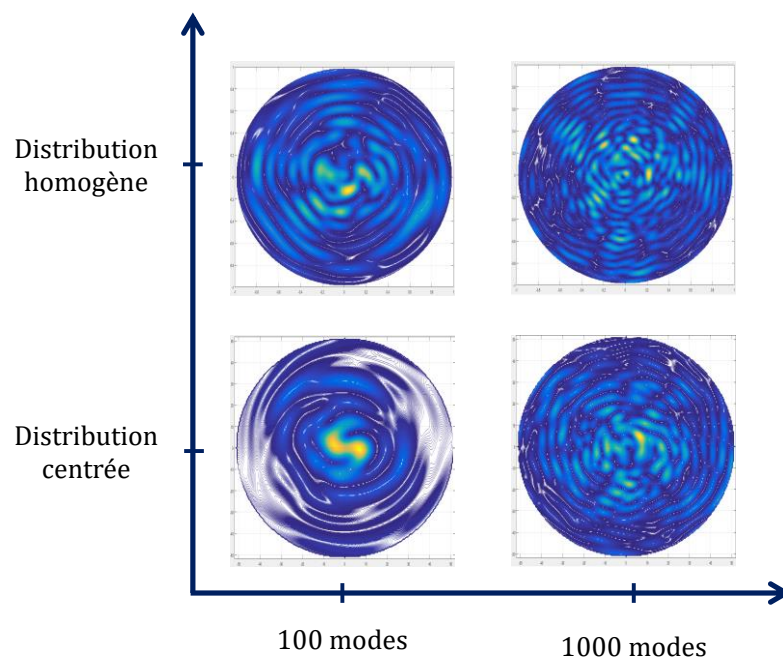


Figure 3.26 : Simulation numérique de figures de speckle pour 100 et 1000 modes avec une distribution centrée ou homogène.

Ces résultats sont en adéquation avec les simulations de figures de speckle présentées à la Figure 3.26. Elles permettent de comprendre qualitativement l'influence du nombre de modes et/ou de la distribution d'intensité. Nous avons cherché un critère permettant d'extraire le nombre de modes à partir du profil d'intensité. Lorsque le nombre de modes est élevé, on peut faire l'approximation que le nombre de modes correspond au nombre de grains de speckle. Cependant, pour les mesures présentées à la Figure 3.25, nous nous trouvons dans un cas limite où il n'est pas possible d'établir une relation quantitative permettant d'estimer le nombre de modes.

3.4 Holographie numérique

Une alternative intéressante pour construire un interféromètre adaptatif est d'utiliser l'holographie numérique. La différence consiste en la séparation de l'écriture et de la lecture de l'hologramme. L'écriture est réalisée par une caméra CMOS 2D dont l'information est envoyée sur un SLM à adressage électrique. Cette solution a l'avantage de permettre un traitement d'image avant d'afficher l'hologramme sur le SLM, ce qui permet par exemple de contrôler le contraste pour optimiser l'efficacité de diffraction. De plus, la résolution spatiale du SLM adressé électriquement est meilleure car celle-ci est limitée par la longueur de diffusion des cristaux liquides. Par conséquent, on peut réduire la taille du faisceau et donc augmenter l'intensité à puissance constante. Pour illustrer le principe, on présente Figure 3.27 une démonstration expérimentale de cette méthode.

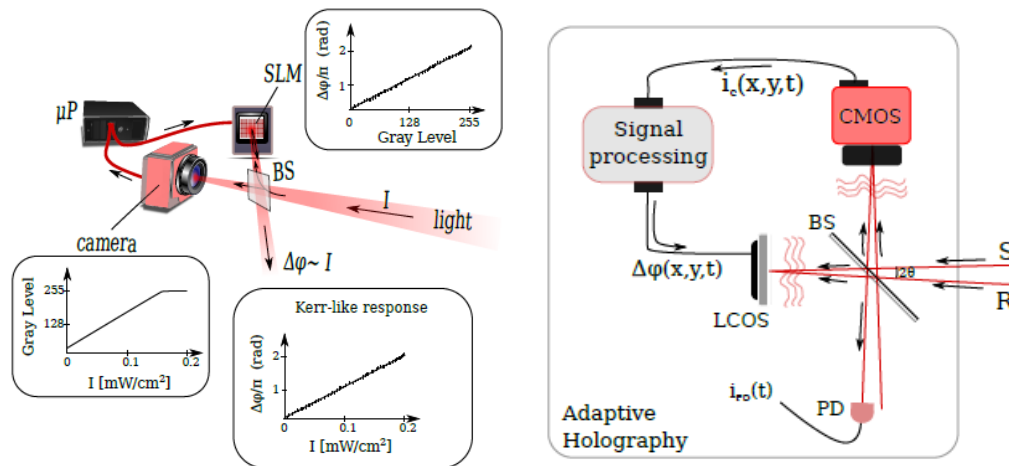


Figure 3.27 : Schéma de principe de l'holographie numérique. Une caméra CMOS est utilisée pour enregistrer les franges d'interférences qui sont envoyées, par l'intermédiaire d'un microprocesseur, sur un LCOS-SLM tel que décrit dans le chapitre 2.

L'interféromètre adaptatif qui a été réalisé à l'INLN est composé d'une caméra CMOS et d'un LCOS-SLM fonctionnant en phase pure et en réflexion. Ces derniers sont placés à $\pm 45^\circ$ d'une lame séparatrice de rapport 50 :50 et précisément alignés. La résolution spatiale est identique et correspond à la taille d'un pixel, soit $8 \mu\text{m}$. La bande-passante du SLM est de 60 Hz. Une onde de référence R et une onde signal S (ici une figure de

speckle) sont séparées par la lame séparatrice et interfèrent sur la caméra et sur le SLM. La figure d'interférences est envoyée directement sur le SLM ce qui génère un hologramme de phase sur lequel les ondes incidentes diffractent. Les différents ordres de diffraction sont alors réfléchis par le miroir arrière du SLM, et l'intensité optique est enregistrée sur une photodiode. Pour démontrer le principe, l'onde signal est modulée en phase à une fréquence de 10 kHz.

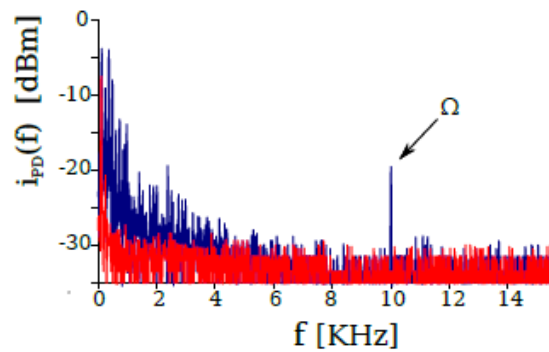


Figure 3.28 : Spectre électrique obtenu en collectant un ordre de diffraction réfléchi par le miroir diélectrique du SLM. L'onde de référence est plane et l'onde signal est une figure de speckle. On peut détecter aisément la perturbation à 10 kHz (bleu). Signal provenant d'un interféromètre classique (rouge).

On constate sur la Figure 3.28, que la modulation est détectée par l'interféromètre malgré la figure de speckle (courbe bleue) alors que dans le cas d'un interféromètre classique (en remplaçant la caméra par une photodiode par exemple), la modulation de phase n'est pas mesurable (courbe rouge).

3.5 Conclusion

Dans le chapitre 3, nous avons démontré expérimentalement qu'il est possible de réaliser un interféromètre adaptatif basé sur un SLM à adressage optique comme milieu de recombinaison. Nous avons pu ainsi estimer le déphasage minimum détectable, la bande passante de l'interféromètre, sa résolution spatiale et sa dynamique.

De plus, nous avons mis en œuvre une expérience d'interférométrie adaptative basée sur l'utilisation d'une fibre optique multimode. Il apparaît que l'injection ainsi que la distribution d'intensité entre les modes a une influence sur le gain attendu. En utilisant une fibre optique multimode, nous avons démontré un gain du rapport signal sur bruit de 10 dB. Cette expérience permet de valider qualitativement le principe théorique. Du point de vue quantitatif, il serait nécessaire de comparer cette valeur avec une architecture où seul le mode fondamental serait injecté. On pourrait alors comparer le gain obtenu par rapport au maximum théorique de 13,6 dB.

Pour maximiser le gain, il est essentiel d'optimiser la répartition de l'intensité sur tous les modes de la fibre. De plus, il est nécessaire d'avoir une résolution spatiale du SLM suffisamment élevée pour exploiter les modes d'ordres plus élevés caractérisés par des grains de speckle de faible dimension.

Enfin, une méthode originale d'holographie adaptative a été proposée en utilisant le principe d'holographie numérique. Cette méthode, plus complexe à mettre en œuvre, offre plus de souplesse car les fonctions d'écriture et de lecture de l'hologramme sont dissociées. Il est donc possible d'optimiser ces deux étapes indépendamment l'une de l'autre. Il serait intéressant dans la suite d'évaluer le déphasage minimal détectable avec le modulateur de phase calibré afin de comparer les performances de cet interféromètre.

4 Optimisation de l'interféromètre adaptatif

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté le principe de l'interférométrie adaptative et proposé une validation expérimentale d'un interféromètre adaptatif, dont le milieu de recombinaison est un SLM à adressage optique. Nous avons vu que les propriétés de l'interféromètre les plus intéressantes pour notre application sont l'adaptabilité de l'interféromètre (i.e. sa capacité à s'adapter aux variations de phase lentes devant le temps de réponse du SLM), sa sensibilité (i.e. l'amplitude de la modulation d'intensité d'un faisceau diffracté en fonction de l'amplitude de la modulation de phase du bras signal) et la capacité de démoduler un signal provenant d'une fibre optique multimode.

Dans ce chapitre, nous reviendrons tout d'abord sur l'adaptabilité du SLM. Le temps de réponse du SLM (et, par conséquent, de l'interféromètre adaptatif) dépend notamment de la tension appliquée à ses bornes. On propose ici deux méthodes de mesure du temps de réponse du SLM. La première est une méthode fréquentielle nous permettant d'étudier la dépendance du temps de réponse avec la tension de biais. La seconde consiste en l'analyse de la réponse du SLM à un échelon d'intensité optique. Nous présentons par ailleurs dans cette partie une étude de la dépendance en température du temps de réponse du SLM. Ce travail nous permettra de démontrer la possibilité de contrôler et d'accorder le temps de réponse du SLM via la tension de biais appliquée à ses bornes.

Dans un second temps, nous nous intéresserons à la sensibilité de l'interféromètre adaptatif. La sensibilité de l'interféromètre (plus petite modulation d'intensité détectable sur un ordre diffracté) dépend des bruits d'intensité et de fréquence de la source optique utilisée ainsi que de la polarisation des faisceaux qui interfèrent. L'étude de ces différents bruits nous permettra de conclure quant aux limitations de l'interféromètre et de fournir des éléments d'améliorations pour le futur.

4.1 Adaptabilité de l'interféromètre

L'un des objectifs de cette thèse est d'étudier la compatibilité d'un interféromètre adaptatif avec des architectures de capteurs à fibres optiques. L'interférométrie adaptative permettant, par essence, de filtrer les fluctuations de phase lentes devant le temps de réponse de l'interféromètre, c'est-à-dire devant le temps de réponse de son milieu de recombinaison.

Cependant, comme nous l'avons vu dans le **chapitre 2**, le temps de réponse dépend de la tension de biais appliquée et donc du point de fonctionnement du SLM inséré dans l'interféromètre. De plus, les cristaux liquides sont des molécules thermotropes et par conséquent, leurs propriétés physico-chimiques dépendent de la température ce qui a un impact direct sur le temps de réponse.

L'étude présentée dans la suite se focalise sur le temps de réponse des cristaux liquides. Nous avons utilisé deux méthodes pour le mesurer, l'une fréquentielle et l'autre temporelle basées sur un interféromètre adaptatif opérant dans le visible. Le SLM utilisé pour cette étude est constitué d'un cristal de BSO comme photoconducteur. Il s'agit du SLM décrit et caractérisé dans le **chapitre 2**. Le choix de travailler à cette longueur d'onde se justifie par la disponibilité du matériel et la facilité de l'alignement à ces longueurs d'onde mais ne limite en aucun cas les conclusions qui seront valables pour les SLM à adressage optique opérant dans l'infrarouge.

4.1.1 Temps de réponse de l'interféromètre

Le SLM est composé de deux matériaux (le photoconducteur, ici l'AsGa, et les cristaux liquides) avec des temps de réponse très différents ($\tau_{AsGa} = 0,5 \text{ ns}$ et $\tau_{LC} = 0,2 \text{ s}$). Dans la suite, on fait l'hypothèse raisonnable que ce sont les cristaux liquides qui limitent la dynamique du SLM. Le temps de réponse τ des cristaux liquides, sous l'influence d'un champ électrique, dépend de leurs propriétés mécaniques et se met sous la forme [51]

$$\tau = \frac{\frac{\gamma_1}{K_{11}} \left(\frac{l}{\pi}\right)^2}{\left[\left(\frac{V_{LC}}{V_{seuil}}\right)^2 - 1\right]} \quad (4.1)$$

où γ_1 (mPa.s) est la viscosité rotationnelle des cristaux liquides, K_{11} (pN) est la constante élastique des cristaux liquides, l est l'épaisseur de cristaux liquides, V_{LC} est la tension effective aux bornes des cristaux liquides, $V_{seuil} = \pi\sqrt{K_{11}/\epsilon_0\Delta\epsilon}$ est la tension de seuil de Fréedericksz [63], $\Delta\epsilon$ est l'anisotropie diélectrique des cristaux liquides et ϵ_0 est la permittivité du vide.

On a donc une dépendance du temps de réponse avec d'une part la tension de biais, qui sera étudiée dans deux configurations différentes, et d'autre part, la température, que nous étudierons uniquement dans le domaine temporel.

La viscosité rotationnelle peut être exprimée en fonction du paramètre d'ordre S (cf. **chapitre 2**) par l'intermédiaire du modèle d'Arrhenius modifié [79]

$$\gamma_1 = b S e^{\frac{E_a}{k_B T}}, \quad (4.2)$$

où b est une constante de proportionnalité, E_a est l'énergie d'activation et k_B est la constante de Boltzmann. D'après [80], $b = 1 \cdot 10^{-4}$ mPa and $E_a = 250-450$ meV. De plus, d'après la théorie de Maier-Saupe [81], on peut exprimer la constante élastique à partir du paramètre d'ordre par la relation $K_{11} = A_0 S^2$ où A_0 est une constante du matériau et l'anisotropie diélectrique $\Delta\epsilon = C_0 S$ avec C_0 une constante du matériau. Finalement, pour les cristaux liquides E48 que nous avons utilisés, on a $A_0 = 20,48$ pN et $C_0 = 16,24$. En insérant ces expressions dans l'expression du temps de réponse d'un SLM, on a alors

$$\tau = \frac{b l^2}{A_0} \frac{e^{E_a/k_B T}}{\left[\frac{\epsilon_0 C_0}{A_0} V_{LC}^2 - \pi^2 S \right]}, \quad (4.3)$$

ce qui nous permet de mettre en évidence la dépendance de la température et la tension appliquée au cristaux liquides.

Pour un type de cristal liquide choisi, l'équation 4.3 donne explicitement la dépendance du temps de réponse de l'interféromètre avec l'épaisseur de cristaux liquides, la tension aux bornes des cristaux liquides et la température. Il est donc possible d'ajuster ce temps de réponse par le choix judicieux du matériau et de son épaisseur. Pour un SLM en fonctionnement, il est possible de contrôler ce temps de réponse en contrôlant la température de fonctionnement et/ou de la tension appliquée à ses bornes.

4.1.2 Analyse en fréquence du temps de réponse

4.1.2.1 Principe de la mesure

On rappelle que la dépendance temporelle de l'indice de réfraction n se met sous la forme, en illumination uniforme

$$\tau \frac{dn}{dt} + n = n_0 + n_2 I, \quad (4.4)$$

où τ est le temps de réponse du SLM, n_0 est la partie constante de l'indice de réfraction, n_2 est le coefficient non-linéaire et I est l'intensité moyenne totale incidente sur le SLM.

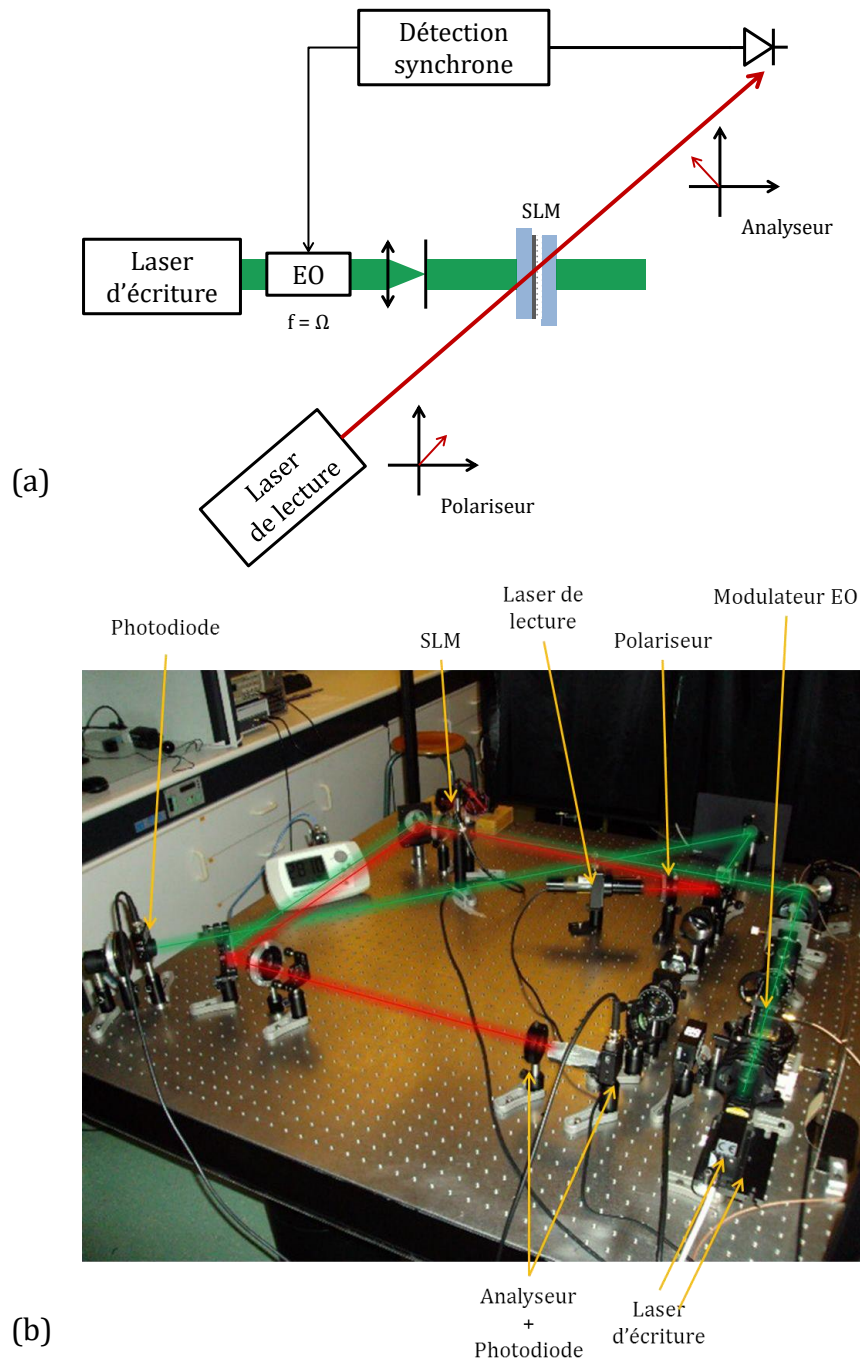


Figure 4.1 : (a) Banc de caractérisation du temps de réponse d'un SLM à adressage optique et (b) Montage expérimental. Un laser d'écriture à 532 nm est modulé en intensité à la fréquence Ω . Le SLM est placé entre polariseur et analyseur croisés et l'amplitude du signal de lecture à la fréquence de modulation Ω est mesurée par détection synchrone via une photodiode. Le laser de lecture permet de mesurer la variation d'indice induite dans le SLM par le laser d'écriture.

Le modèle décrit ci-après est valide pour de faibles modulations de l'indice de réfraction. Celles-ci sont induites par l'orientation des molécules de cristal liquide et sont, dans ce cas, totalement décrites par le terme $n_2 I$. Si l'on considère l'intensité incidente sous la forme $I = I_0[1 + m \cos(\Omega t)]$, la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction s'obtient par transformée de Fourier et prend la forme

$$\hat{n}(\omega) = \frac{n_0 + n_2 I_0}{1 + i\omega\tau} \delta(\omega) + \frac{n_2 m I_0}{2(1 + i\omega\tau)} \{\delta(\omega - \Omega) + \delta(\omega + \Omega)\}. \quad (4.5)$$

Pour $\omega = \Omega$, l'amplitude de l'indice de réfraction dans le domaine fréquentiel est similaire à un filtre passe-bas du premier ordre. Par conséquent, il est possible de déterminer le temps de réponse du SLM en mesurant la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction.

L'expérience mise en place (Figure 4.1) pour mesurer la dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction est constituée d'un laser d'écriture à 532 nm modulé en intensité par un modulateur électro-optique (EOM). Le déphasage induit par cette modulation est mesuré à l'aide d'un laser de lecture à 633 nm (longueur d'onde à laquelle la photoconductivité du BSO est négligeable par rapport à sa valeur à 543 nm) en plaçant le SLM entre polariseur et analyseur croisés. Le signal de modulation envoyé sur l'EOM est généré par la source interne d'une détection synchrone. L'amplitude du signal de lecture à la fréquence de modulation est mesurée par détection synchrone.

4.1.2.2 Résultats expérimentaux : temps de réponse en fonction de la tension de biais

Nous présentons Figure 4.2a la dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction en fonction du point de fonctionnement (tension et fréquence de biais) du SLM. Pour les résultats présentés ci-après, la fréquence de biais est fixée à 50 Hz. On met en évidence que dans la zone linéaire de l'indice de réfraction (c.f. réponse du SLM visible présentée dans le **chapitre 2**), c'est-à-dire pour $I_0 < 0,5 \text{ mW/cm}^2$, on peut accorder la fréquence de coupure de quelques dizaines de Hz jusqu'à environ 100 Hz. On peut alors en déduire, d'après la fréquence de coupure à -3 dB, le temps de réponse du SLM, compris entre 15 ms et 30 ms (Figure 4.2b).

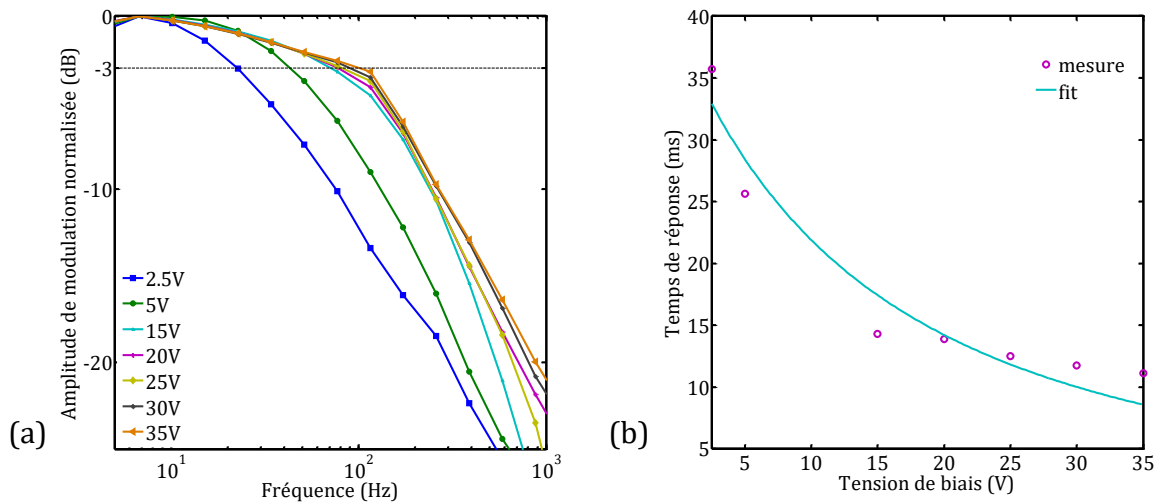


Figure 4.2 : (a) Amplitude de modulation de l'indice de réfraction en fonction de la fréquence de modulation du laser d'écriture. On extrait alors la fréquence de coupure à -3 dB pour chaque point de fonctionnement du SLM. (b) Temps de réponse, (dédit de la mesure de fréquence de coupure) en fonction de la tension de biais.

4.1.2.3 Conclusion

Nous avons proposé une méthode simple permettant de mesurer le temps de réponse du SLM et par conséquent la bande-passante de l'interféromètre adaptatif. Cette méthode fréquentielle est simple à mettre en œuvre. On propose d'étudier dans la suite une méthode temporelle afin de comparer les valeurs de temps de réponse obtenues.

La fréquence de coupure de l'interféromètre adaptatif est de l'ordre de quelques Hz à environ 100 Hz en fonction du point de fonctionnement choisi. Il est donc possible de réaliser un interféromètre insensible aux fluctuations de l'environnement de fréquence inférieure à 10-100 Hz. La fréquence de coupure du système pourra être choisie précisément dans cette gamme en fonction des conditions opérationnelles.

4.1.3 Analyse temporelle du temps de réponse

4.1.3.1 Principe de la mesure

Pour étudier le temps de réponse du SLM dans le domaine temporel, nous avons recours à l'utilisation d'un interféromètre adaptatif (Figure 4.3). Il est constitué d'un laser à 532 nm séparé en deux voies afin d'avoir une onde de référence d'intensité I_R et d'une onde objet d'intensité I_S . Des dispositifs de filtrage spatial sont utilisés afin d'obtenir des fronts d'ondes plans. Les deux ondes sont recombinaées sur le SLM à l'aide d'un cube séparateur créant des franges d'interférences sur la surface externe du photoconducteur. Compte-tenu de la conversion linéaire intensité-indice de réfraction dans le SLM, un réseau de phase (de même profil que le réseau d'intensité) est inscrit dans les cristaux liquides. On fait diffracter une onde de lecture à 633 nm sur le réseau et on sélectionne l'ordre -1 de diffraction. Une porte optique commandée électroniquement est utilisée sur le bras de signal. A $t = 0$, la porte optique s'ouvre et on peut enregistrer l'évolution temporelle de la diffraction de l'onde de lecture. On peut donc avoir accès à la dynamique temporelle du SLM, l'efficacité de diffraction maximale étant atteinte en régime stationnaire.

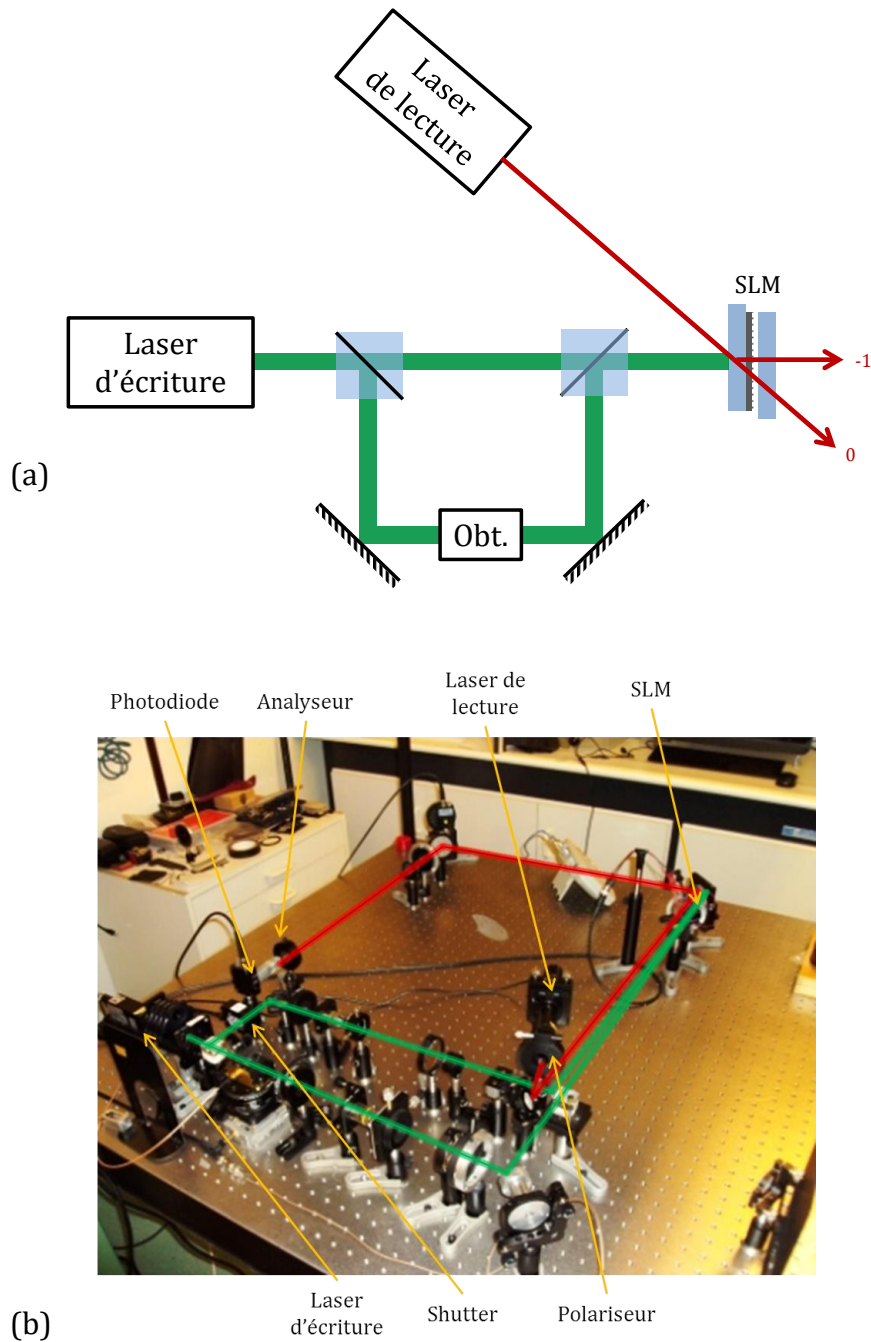


Figure 4.3 : (a) Schéma de principe. On réalise un interféromètre de Mach Zehnder à 532 nm. Les deux faisceaux à 532 nm permettent l'inscription d'un réseau de phase dans les cristaux liquides sur lequel un laser de lecture à 633 nm diffracte. On peut alors mesurer le temps d'établissement du réseau à l'aide d'une porte optique placée sur le trajet de l'onde objet et synchronisée avec le signal de déclenchement de la porte. Obt : obturateur électronique. **(b) Mesure de la dynamique de l'indice de réfraction dans un SLM à adressage optique.**

En faisant la même hypothèse que dans l'étude précédente, c'est-à-dire en supposant que la dynamique de l'indice de réfraction suit une loi de relaxation de Debye, on peut écrire l'expression de l'intensité diffractée dans l'ordre -1 sous la forme

$$I_{-1} = \eta_{-1} I_0 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right], \quad (4.6)$$

où $\eta_{-1} = J_{-1}(4k_0 l |n_2| \sqrt{I_R I_S})$ est l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1, J_q est la fonction de Bessel de premier espèce d'ordre q , $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde du faisceau de lecture, I_0 est l'intensité de l'onde de lecture et τ est le temps de réponse des cristaux liquides. On présente (Figure 4.4) une mesure typique pour illustrer le principe. On extrait alors l'efficacité de diffraction quand le régime stationnaire est atteint et on définit le temps de réponse comme étant la durée nécessaire pour passer de $0,1\eta$ à $0,8\eta$.

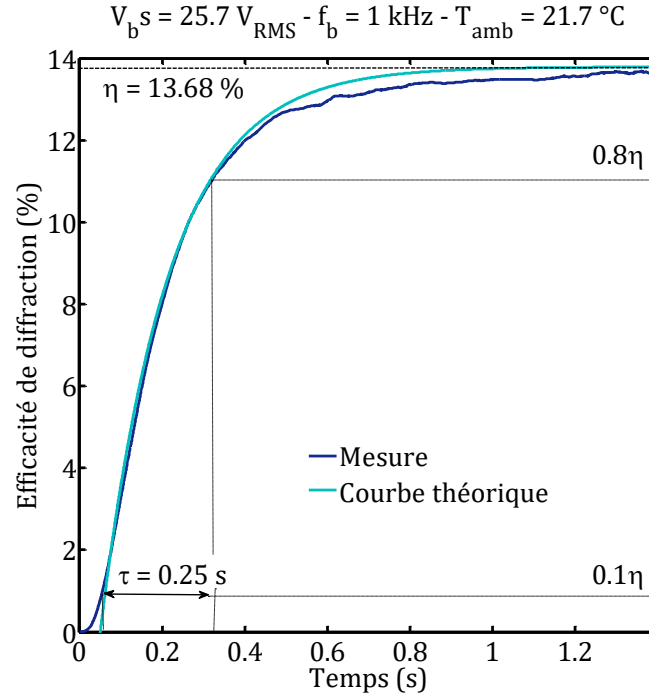


Figure 4.4 : Réponse du SLM à un échelon optique sur le bras objet (bleu foncé). On peut modéliser simplement cette réponse par un système du premier ordre (bleu clair).

Cette méthode est une bonne alternative à la mesure fréquentielle. La réponse temporelle est plus longue à mettre en œuvre car elle nécessite de réaliser un interféromètre. Cependant elle permet d'avoir accès directement à l'efficacité de diffraction du réseau en plus du temps de réponse. Cela permet donc d'optimiser la réponse de l'interféromètre adaptatif.

4.1.3.2 Temps de réponse en fonction de la tension de biais

Ces mesures ont été réalisées pour différentes tensions de biais dans la gamme de fonctionnement du SLM (de $5 V_{RMS}$ à $80 V_{RMS}$) et pour différentes températures. On peut alors tracer (Figure 4.5) l'évolution du temps de réponse en fonction de ces deux paramètres et comparer nos résultats aux prévisions théoriques. Les données (courbes en bleu foncé) sont ajustées en utilisant l'expression donnée par l'équation 3.16.

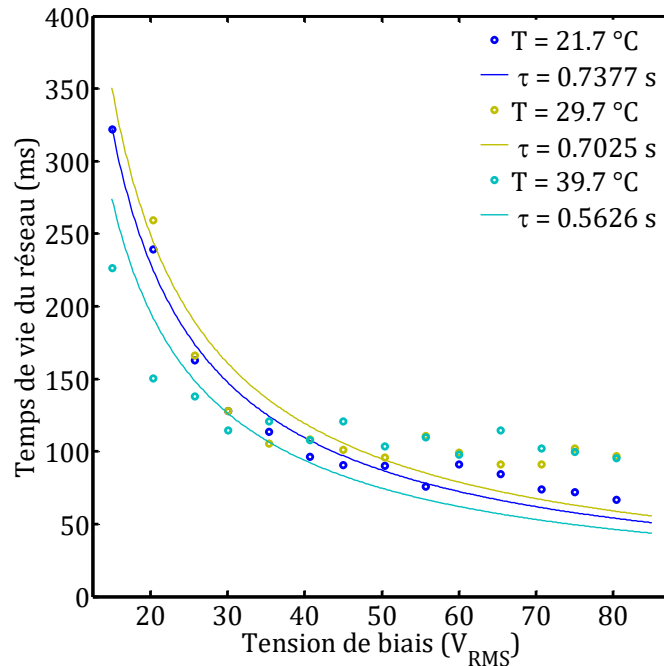


Figure 4.5 : Temps de réponse du SLM en fonction de la tension de biais qui lui est appliquée. Ces mesures ont été réalisées pour trois températures différentes ($T=21.7\text{ °C}$; $T=29.7\text{ °C}$; $T=39.7\text{ °C}$). Les courbes de tendances ont été ajustées en utilisant l'équation 3.1.

On peut conclure que les deux méthodes permettent de mesurer le temps de réponse du SLM et valider le modèle théorique développé précédemment. Les ordres de grandeurs de temps de réponse, autour de 20 ms, sont compatibles. L'avantage de la méthode fréquentielle est qu'elle est plus robuste aux variations d'intensité, car c'est la modulation de l'indice de réfraction que l'on mesure.

4.1.3.3 Temps de réponse en fonction de la température

Afin d'étudier l'évolution du temps de réponse du SLM avec la température, nous avons placé sa face extérieure en contact avec un élément thermoélectrique présentant une ouverture en son centre (Figure 4.6).



Figure 4.6 : Module Peltier percé en son centre pour contrôler la température des cristaux liquides dans le SLM (Uwe Electronic)

Un thermocouple a été utilisé afin de mesurer la température. On présente (Figure 4.7) le temps de réponse mesuré pour des températures variant entre 20 °C et 60 °C . On fait l'hypothèse que les variations de température n'affectent pas la réponse du photoconducteur.

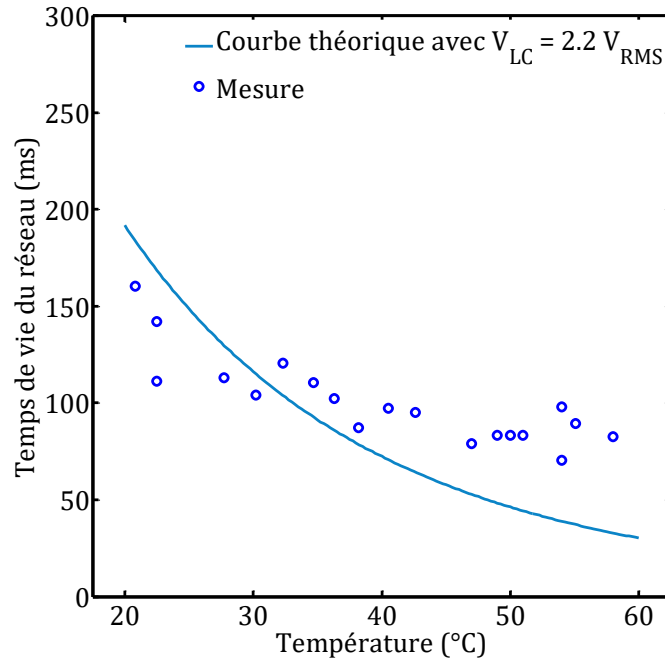


Figure 4.7 : Temps de réponse du SLM en fonction de la température des cristaux liquides. Les résultats expérimentaux sont en adéquation avec le modèle.

On constate que nos mesures sont en adéquation avec le modèle établi (Equation 4.3). La différence observée pour les températures supérieures à 45 °C peut être due à la validité de l'approximation de Haller pour le paramètre d'ordre S diminue quand on s'approche de la température critique ($T_c = 84^\circ\text{C}$).

4.1.3.4 Efficacité de diffraction en fonction de la tension de biais

Nous avons pour le moment étudié la partie transitoire de la diffraction sur l'hologramme afin déterminer le temps de réponse. Si l'on s'intéresse à l'état stationnaire (c'est-à-dire pour un temps égal à 5τ , correspondant à 99 % de l'efficacité de diffraction), il est possible de mesurer l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de la tension de biais. Les résultats expérimentaux sont présentés (Figure 4.8). On observe qu'il existe une gamme de tensions de biais, entre 30 et 40 V_{RMS} , qui maximise l'efficacité de diffraction pour toutes les températures testées dans la gamme. Ce comportement s'explique par le fait qu'à intensité optique fixée, une augmentation de la tension de biais conduit à une plus forte chute de tension sur les cristaux liquides. Par conséquent, cela induit une variation du coefficient non-linéaire n_2 et donc de l'amplitude du réseau de phase.

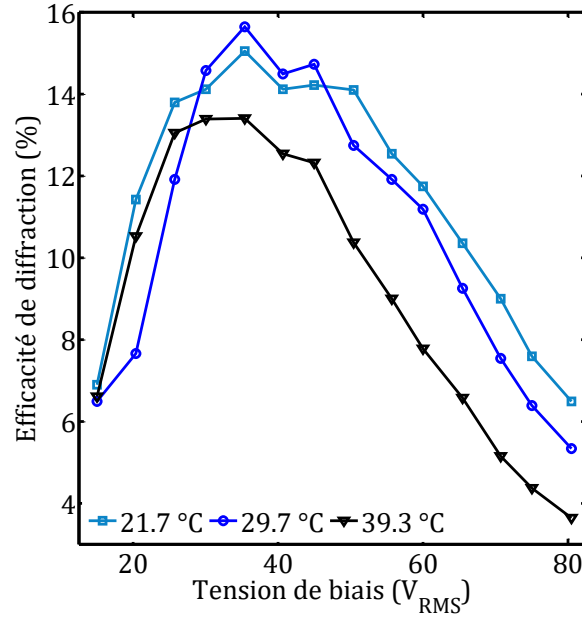


Figure 4.8 : Efficacité de diffraction en fonction de la tension de biais. Le maximum atteint correspond à un maximum local de l'efficacité de diffraction.

4.1.4 Conclusion

Nous avons mis en œuvre deux expériences permettant de mesurer le temps de réponse d'un SLM à adressage optique en fonction de la tension de biais et de la température des cristaux liquides. Les temps de réponse obtenus sont compris entre 0,1 et 0,35 s. Ces résultats nous permettent de valider expérimentalement la théorie associée et les simulations effectuées. Nous avons mis en place des outils de simulation qui nous permettent de concevoir le SLM le mieux adapté au besoin.

4.2 Sensibilité de l'interféromètre

Pour les applications capteurs, la sensibilité est un paramètre qui permet d'évaluer le potentiel d'une technologie vis-à-vis des applications. La sensibilité de l'interféromètre adaptatif dépend du point de fonctionnement du SLM, de l'ordre de diffraction utilisé (cf. **chapitre 2**), du niveau de bruit, et des propriétés du front d'onde de l'onde signal. Dans la suite, nous étudierons les différentes sources de bruits dans l'interféromètre adaptatif.

On rappelle que dans le cas idéal d'un réseau de phase mince, l'intensité optique diffractée dans un ordre m s'écrit

$$I_m = I_{continue} + 2I_R T_0 K J_m(\rho) J_{m+1}(\rho) \delta\phi \sin(\Omega t), \quad (4.7)$$

où $I_{continue}$ est la composante continue du signal diffracté, I_R la puissance de l'onde de référence, T_0 la transmission du SLM, K le rapport des intensités (référence et signal) incidentes, ρ l'amplitude crête-crête du réseau de phase inscrit dans le SLM, $\delta\phi$ l'amplitude de la modulation de phase sur l'onde signal à la fréquence Ω .

L'interféromètre adaptatif étudié et mis en œuvre dans ce travail permet de convertir une modulation de la phase optique $\delta\phi$ d'un signal en une modulation d'intensité optique ΔI_m d'un ordre diffracté, détectable directement sur un photo-détecteur. La sensibilité ($\propto \Delta I_m / \delta\phi$) de cet interféromètre est donc une valeur homogène à des $\text{mW}/\text{cm}^2/\text{rad}$. On considère que la modulation de phase $\delta\phi$ est induite par une modulation du chemin optique ΔL parcouru par l'onde signal se propageant dans une portion de fibre optique de longueur L . Dans l'étude suivante, on introduit la notion d'élongation $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}$.

On peut alors définir la sensibilité à l'élongation normalisée (par l'intensité I_R de l'onde de référence et par la longueur L de la fibre subissant une élongation) par

$$S = \frac{1}{I_R} \frac{dI_m}{d\varepsilon} = 2TKJ_m(\rho)J_{m+1}(\rho)\phi\kappa \quad (4.8)$$

avec

$$\frac{\delta\phi}{\phi} = \kappa \frac{\Delta L}{L} = 0.78 \frac{\Delta L}{L}, \quad (4.9)$$

où $\phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)nL$ et $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}$.

En considérant que tout le faisceau optique est collecté sur la photodiode, pour plus de simplicité, on peut introduire les puissances optiques au lieu des intensités dans le calcul, et l'élongation relative minimale détectable s'écrit

$$\varepsilon_{min} = \frac{P_{bruit}}{S \cdot P_R}, \quad (4.10)$$

où P_{bruit} est la densité spectrale de puissance de bruit total dans notre système. Pour optimiser la sensibilité de l'interféromètre adaptatif dans une direction de diffraction m donnée, on peut d'une part maximiser la sensibilité à l'élongation normalisée en ajustant le point de fonctionnement du SLM ainsi que sa transmission et d'autre part réduire le bruit. Le paragraphe suivant présente une étude des différentes contributions à la puissance de bruit. L'objectif de cette étude est de déterminer la nature du bruit limitant la sensibilité de l'interféromètre.

4.3 Sources de bruits additifs

Nous venons de mettre en évidence que la sensibilité de l'interféromètre adaptatif était directement liée au rapport signal-sur-bruit. Il est donc nécessaire de rappeler les différentes sources de bruits qui contribuent à dégrader le photocourant mesuré par la photodiode en sortie de l'interféromètre.

On considère un photocourant $i_{ph}(t)$ possédant de faibles fluctuations $\delta i_{ph}(t)$ autour de sa valeur moyenne $\langle i_{ph} \rangle$:

$$i_{ph}(t) = \langle i_{ph} \rangle + \delta i_{ph}(t). \quad (4.11)$$

Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse uniquement à des processus aléatoires stationnaires ce qui signifie que la valeur moyenne est indépendante de l'instant de mesure. De plus, on considère qu'il s'agit de processus ergodiques. Par conséquent, on peut considérer que la valeur moyenne sur une durée infinie est identique à la valeur moyenne statistique sur un grand nombre de réalisations. On peut alors caractériser le bruit par l'intermédiaire de sa densité spectrale de puissance $S_{\delta i_{ph}}$ qui s'écrit

$$S_{\delta i_{ph}}(f) = 2\langle \tilde{\delta i_{ph}}(f) \tilde{\delta i_{ph}}(f)^* \rangle, \quad (4.12)$$

où $\tilde{\delta i_{ph}}$ est la transformée de Fourier de δi_{ph} , $\langle \rangle$ indique la valeur moyenne et $*$ indique le complexe conjugué.

On distingue trois sources de bruits principales dans les fluctuations du photocourant $\delta i_{ph}(t)$: le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit provenant des fluctuations de la puissance optique détectée.

4.3.1 Le bruit thermique

Dans tous les systèmes optoélectroniques, il est nécessaire de considérer le bruit thermique de l'électronique de réception. Il provient de l'agitation thermique induisant des variations du courant électrique circulant dans la résistance de charge de la photodiode, notée R_c . On note δi_{th} la contribution du bruit thermique dans le photocourant total. La densité spectrale de puissance associée à ce bruit est définie par

$$S_{\delta i_{th}} = \frac{k_b T}{R_c}, \quad (4.13)$$

où k_b est la constante de Boltzmann ($k_b = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$) et T la température ambiante (K). Le bruit thermique est un bruit blanc.

4.3.2 Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille (aussi appelé « shot noise ») se produit à cause des temps d'arrivées aléatoires des électrons qui composent le courant électrique. Il devient une source de bruit importante lorsqu'on cherche à mesurer un signal faible en présence d'une composante continue élevée. Le bruit de grenaille $\delta i_{shot}(t)$ est décrit par une statistique de Poisson. La densité spectrale de puissance associée est liée au photocourant moyen $\langle i_{ph} \rangle$ par la relation

$$S_{\delta i_{shot}} = 2e\langle i_{ph} \rangle, \quad (4.14)$$

où e est la charge élémentaire d'un électron. Le bruit de grenaille est aussi un bruit blanc.

4.3.3 Le bruit d'intensité de la source optique

Une autre contribution au bruit du photocourant $i_{ph}(t)$ est le bruit d'intensité qui existe sur le signal optique avant la détection. Ce bruit vient s'ajouter au bruit thermique et au bruit de grenaille. Le photocourant moyen $\langle i_{ph} \rangle$ débité par une photodiode et la puissance optique incidente P_{opt} sont liés par l'intermédiaire du rendement de photodétection R_{ph} (en A/W) par la relation

$$\langle i_{ph} \rangle = R_{ph} P_{opt}. \quad (4.15)$$

Le rendement de la photodétection R_{ph} dépend du rendement quantique de la photodiode η_{ph} et de l'efficacité de couplage C_{ph} du champ optique sur la surface active de la photodiode. Le rendement de la photodétection prend la forme

$$R_{ph} = C_{ph} \frac{e\lambda}{hc} \eta_{ph}, \quad (4.16)$$

où λ est la longueur d'onde optique, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière dans le vide. Si on suppose que la photodiode est utilisée dans son régime linéaire, alors le rendement R_{ph} est indépendant de la puissance optique détectée. Par conséquent, la contribution au photocourant des fluctuations de puissance optique $\delta P_{opt}(t)$ s'écrit

$$\delta i_{opt}(t) = R_{ph} \delta P_{opt}(t). \quad (4.17)$$

Le bruit de la puissance optique de la source est décrit par le bruit d'intensité relatif, noté RIN ¹⁷. Il peut être défini de manière équivalente dans le domaine optique et dans le domaine électrique par la relation

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta i_{opt}}(f)}{\langle i_{ph} \rangle^2} = \frac{S_{\delta P_{opt}}(f)}{P_{opt}^2}. \quad (4.18)$$

avec $S_{\delta i_{opt}}(f)$ (respectivement $S_{\delta P_{opt}}(f)$) sont les densités spectrales de puissance de bruit des fluctuations $\delta i_{opt}(t)$ (respectivement $\delta P_{opt}(t)$).

Cette étude permet donc de rappeler les sources de bruits fondamentales présentes dans tout système optoélectronique. La densité spectrale du photocourant total prend alors la forme

$$S_{\delta i_{ph}}(f) = \frac{k_b T}{R_c} + 2e \langle i_{ph} \rangle + RIN(f) \langle i_{ph} \rangle^2. \quad (4.20)$$

¹⁷ Relative Intensity Noise

4.4 Conversion de bruits

Nous venons d'étudier les principales sources de bruits pour une liaison optique à détection directe. Cependant dans le cas de l'interféromètre adaptatif, le SLM utilisé comme milieu non-linéaire est un composant actif qui peut introduire de nouvelles contributions au bruit. De plus, nous verrons que comme dans tout interféromètre, le bruit de fréquence de la source laser est converti en bruit d'intensité.

4.4.1 Conversion de bruit dans le SLM

Le SLM que nous avons fabriqué est constitué d'un assemblage de différents matériaux dont les indices de réfraction diffèrent fortement. On a donc potentiellement créé une cavité résonnante susceptible de convertir le bruit de fréquence du laser en bruit d'intensité. En faisant l'hypothèse que la raie laser à un profil Lorentzien, et que la source reste cohérente sur un aller-retour dans la cavité, on peut exprimer analytiquement le terme de RIN équivalent par la relation [31]

$$RIN_{\Delta\phi}(f) \cong \frac{2R_p}{(1 + R_p^2)} 8\pi\tau_0^2 \Delta\nu \text{sinc}^2(\tau_0 f), \quad (4.21)$$

où R_p est le rapport entre la puissance de l'onde optique transmise directement dans la cavité et de celle ayant fait un aller-retour, $\tau_0 = 2n_m d_m / c$ est le retard induit par la cavité, n_m est l'indice du matériau, d_m son épaisseur, $\Delta\nu$ est la largeur de la raie laser et la fonction $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x) / \pi x$. On peut alors directement comparer ce terme au bruit d'intensité du laser. Les coefficients les plus élevés se trouvent aux interfaces verre/AsGa-SI et AsGa-SI/cristal liquide. On considère dans la suite uniquement cette cavité parasite. Si l'on néglige les réflexions de Fresnel, le coefficient R_p prend la forme

$$R_p = R_{\text{verre/AsGa}} R_{\text{AsGa/LC}}. \quad (4.22)$$

Les paramètres pour le SLM étudié et les deux sources disponibles sont rassemblés dans le [tableau 4.1](#)

Tableau 4.1 : Paramètres permettant l'estimation théorique du RIN induit par la conversion du bruit de fréquence en bruit d'intensité dans le SLM.

Paramètre	Valeur
$R_{\text{verre/AsGa}}$	0,15
$R_{\text{AsGa/LC}}$	0,13
R_p	0,0195
e_{AsGa}	350 μm
τ_0	0,68 ps
$\Delta\nu_{\text{Koheras}}$	5 kHz
$\Delta\nu_{\text{DL}}$	1 MHz

On présente (Figure 4.9), les résultats des simulations sur la bande entre DC-1 kHz. On constate qu'indépendamment de la source choisie, le RIN équivalent au bruit de fréquence du laser (-180 dB/Hz) est très inférieur au RIN provenant du bruit d'intensité du laser (-120 dB/Hz). Par conséquent, il paraît raisonnable de négliger le RIN équivalent dû au bruit de fréquence dans nos mesures.

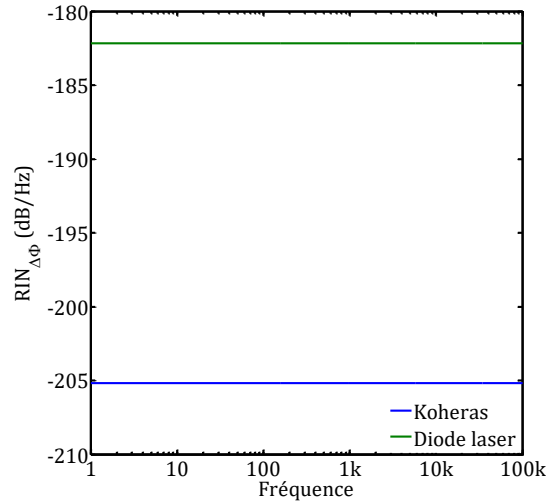


Figure 4.9 : RIN équivalent dû à la conversion du bruit de fréquence optique en bruit d'intensité par la cavité formée par le substrat d'AsGa-SI.

4.4.2 Conversion de bruit dans l'interféromètre

Le bruit de phase du laser est une source de bruit présente dans tous les systèmes interférométriques. Il est proportionnel au bruit de fréquence du laser et à la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre et s'écrit sous la forme

$$S_{\phi}(f) = \frac{2\pi n \Delta L}{c} S_{\nu}(f), \quad (4.23)$$

où ΔL est la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre, n est l'indice de réfraction de la fibre optique, c est la célérité de la lumière dans le vide et $S_{\nu}(f)$ est la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence du laser. Ce bruit peut être facilement estimé afin de spécifier le laser et les paramètres de l'interféromètre.

4.5 Mesures de bruit

Dans la suite, nous présentons les mesures de bruit d'intensité et de fréquence du laser utilisé dans l'interféromètre adaptatif. Nos objectifs sont doubles, on souhaite d'une part caractériser les bruits limitants de l'interféromètre adaptatif et d'autre part, caractériser le bruit propre rapporté par le SLM. La difficulté réside dans le fait que le point de fonctionnement du SLM se trouve autour de puissances optiques faibles. Le choix du laser est donc déterminant pour répondre à ces deux questions.

Nous disposons de deux sources laser à 1,55 μm pour réaliser l'interféromètre adaptatif. Il s'agit d'une part d'un laser à fibre amplifié Koheras E15 et d'autre part d'une diode laser Gooch & Housego. Nous proposons d'étudier dans la suite leur bruit d'intensité et de fréquence.

Mesure du bruit d'intensité

Le banc de mesure utilisé (Figure 4.10) est constitué de la source à caractériser, d'un atténuateur optique, d'une photodiode, d'un amplificateur et enfin d'un analyseur de spectre électrique.



Figure 4.10 : Schéma du banc de mesure de bruit d'intensité.

L'atténuateur optique permet de ne pas saturer la photodiode. La puissance électrique est alors mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre. Celle-ci étant inférieure au plancher de détection de l'analyseur, nous avons recours à l'utilisation d'un amplificateur électrique bas-bruit. Dans le cadre des applications visées, nous nous intéressons à des signaux compris entre quelques dizaines de Hz et quelques dizaines de kHz. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser une photodiode, un amplificateur et un analyseur fonctionnant dans la bande DC-100 kHz. De plus, le plancher de la mesure étant proportionnel au photocourant moyen, il est nécessaire de choisir une photodiode supportant des puissances optiques élevées. Enfin, l'utilisation d'un amplificateur à fort gain et à faible facteur de bruit permet de ramener la puissance électrique au-dessus du plancher de bruit de l'analyseur de spectre. Afin de mesurer le RIN de la source, il est nécessaire de calibrer l'ensemble {photodiode, amplificateur et analyseur de spectre}. Ce qui revient à soustraire la contribution du bruit thermique et du bruit de grenaille au bruit d'intensité total. Comme nous l'avons vu au **paragraphe 4.3.3**, la puissance de bruit mesurée à l'analyseur de spectre électrique s'écrit

$$P_{tot}(f) = K_{amp}(f) \left[\frac{k_b T}{R_c} + 2e\langle i_{ph} \rangle + RIN(f)\langle i_{ph} \rangle^2 \right], \quad (4.24)$$

où K_{amp} est un coefficient qui tient compte de la réponse en fréquence de la photodiode, du gain et du facteur de bruit de l'amplificateur, du facteur de forme de l'analyseur de spectre dans la bande considérée et de la puissance optique sur la photodiode.

Le calibrage du banc de mesure s'effectue généralement en utilisant une source optique avec un bruit d'intensité négligeable par rapport au bruit de grenaille sur la plage spectrale d'intérêt. On peut directement mesurer la contribution du bruit thermique et du bruit de grenaille. Ces bruits étant blancs, on peut en déduire le coefficient de calibrage K_{amp} . Le photocourant moyen est fixé à la valeur de celui de la source à caractériser. La puissance de bruit résultante est donnée par

$$P_{ref}(f) = K_{amp}(f) \left[\frac{k_b T}{R_c} + 2e\langle i_{ph} \rangle \right]. \quad (4.25)$$

Le coefficient de calibrage s'obtient par soustraction du bruit thermique. Ce dernier est mesuré simplement en mesurant le bruit du banc de mesure à puissance optique nulle sur la photodiode. La puissance de bruit électrique est donnée par

$$P_{therm}(f) = K_{amp}(f) \frac{k_b T}{R_c}. \quad (4.26)$$

Le coefficient de calibrage s'obtient alors par la relation

$$K_{amp}(f) = \frac{P_{ref}(f) - P_{therm}(f)}{2e\langle i_{ph} \rangle}. \quad (4.27)$$

Une troisième mesure avec la source à caractériser permet d'extraire le *RIN* par la relation

$$RIN(f) = \frac{\frac{P_{tot}(f) - P_{therm}(f)}{K_{amp}(f)} - 2e\langle i_{ph} \rangle}{\langle i_{ph} \rangle^2}. \quad (4.28)$$

En pratique, nous ne disposons pas d'une source de référence pour calibrer le bruit de grenaille. Par conséquent, nous avons réalisé les mesures avec des photo-courants moyens élevés (de l'ordre de la dizaine de mW). Ceci nous permet de faire l'hypothèse que la mesure est bien limitée par le *RIN* et que la contribution du bruit de grenaille est négligeable. On montre ([Figure 4.11](#)) les mesures de bruit d'intensité relatif autour de la porteuse optique pour les deux sources dont on dispose.

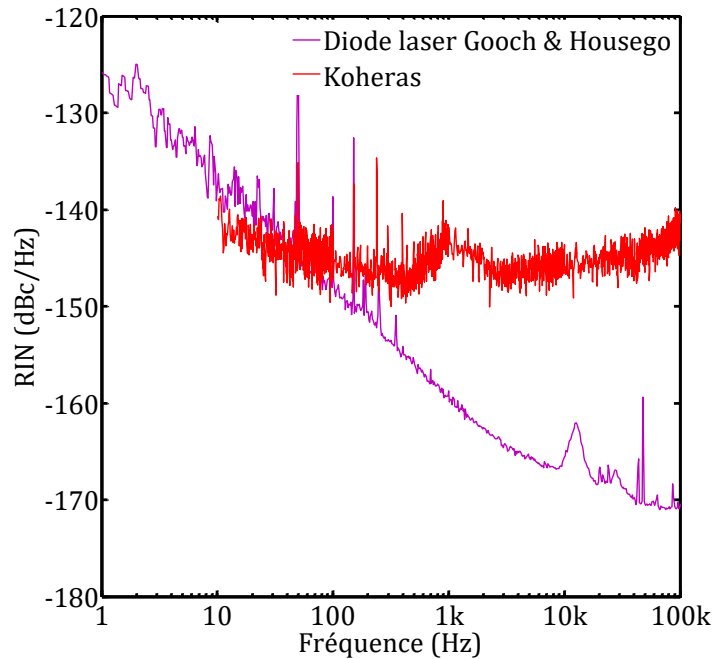


Figure 4.11 : Spectre de RIN des deux sources laser à 1.55 μm utilisées pour réaliser l'interféromètre adaptatif.

On observe que le RIN de la diode laser est en dessous du laser Koheras à partir de 100 Hz. Cependant cette source est limitée par le RIN à partir de quelques mW. On suppose que le bruit de phase n'est pas dominant. Compte tenu des puissances mises en jeu dans l'interféromètre adaptatif, le système serait limité au bruit de grenaille.

Mesure du bruit de fréquence

Afin de mesurer la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence des lasers, nous avons utilisé un banc de mesure du type « auto-hétérodyne » développé à Thales Research & Technology. Le schéma de principe est proposé (Figure 4.12).

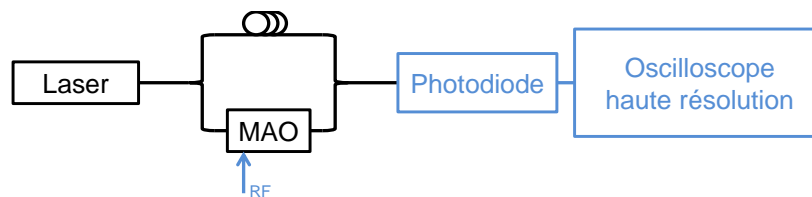


Figure 4.12 : Schéma du banc de mesure de bruit de fréquence d'un laser. Il s'agit d'un montage du type « auto-hétérodyne ».

La source laser à caractériser est séparée en deux voies, l'une contenant une ligne à retard de longueur L (correspondant à un retard τ) et la seconde un modulateur acousto-optique commandé à la fréquence f_{MAO} . Un coupleur 50/50 permet de recombinaison les deux voies sur une photodiode. Le coupleur d'entrée est choisi pour équilibrer les puissances sur chaque voie avant recombinaison. Le champ électrique total du signal mesuré sur la photodiode s'écrit

$$E_{tot}(t) = E_1(t)e^{-j[2\pi(\nu+f_{MAO})t+\varphi(t)]} + E_2(t)e^{-j[2\pi\nu(t-\tau)+\varphi(t-\tau)]} + c.c. \quad (4.29)$$

L'intensité optique totale s'écrit alors

$$I_{opt} = |E_{tot}(t)|^2 = |E_1(t)|^2 + |E_1(t)|^2 + 2E_1(t)E_1(t) \cos[2\pi(f_{MAO}t - \nu\tau) + \Delta\varphi], \quad (4.30)$$

où $\Delta\varphi = \varphi(t) - \varphi(t - \tau)$.

On utilise un oscilloscope haute résolution pour enregistrer la composante modulée du signal en sortie de photodiode. On peut alors extraire la densité spectrale de puissance de bruit de phase du laser $S_\phi(f)$ en fonction de celle du signal $S_{\Delta\phi}(f)$ en faisant le raisonnement suivant

$$\begin{aligned} S_{\Delta\phi}(f) &\approx \frac{|\mathcal{F}\{\Delta\phi\}|^2}{T} = \frac{|\mathcal{F}\{\varphi(t) - \varphi(t - \tau)\}|^2}{T} = \frac{|\mathcal{F}\{\varphi(t)\} - \mathcal{F}\{\varphi(t - \tau)\}|^2}{T} \\ &= |1 - e^{-j2\pi f\tau}|^2 \frac{|\mathcal{F}\{\varphi\}|^2}{T}. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Finalement, la densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de phase du laser s'exprime en fonction de la DSP de bruit de phase du signal mesuré par la relation

$$S_\phi(f) = \frac{1}{|1 - e^{-j2\pi f\tau}|^2} S_{\Delta\phi}(f). \quad (4.32)$$

On présente sur la [Figure 4.13](#) les mesures obtenues pour le laser Koheras et la diode laser Gooch & Housego

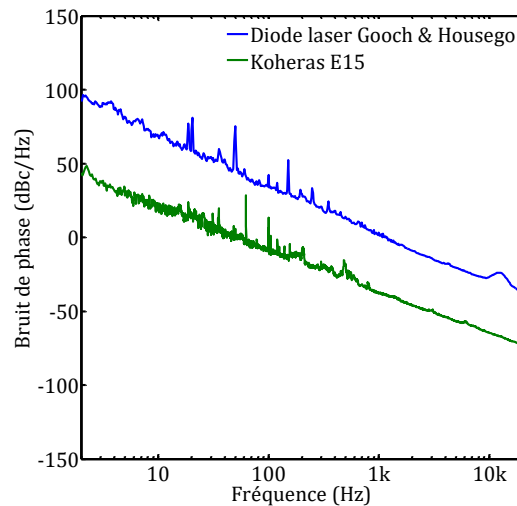
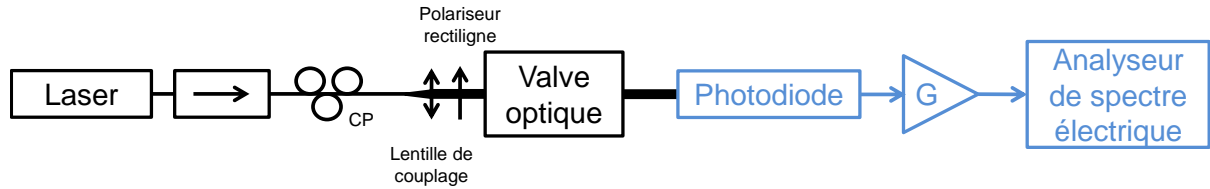


Figure 4.13 : Densité spectrale de bruit de phase des deux sources lasers utilisées pour la réalisation d'un interféromètre adaptatif.

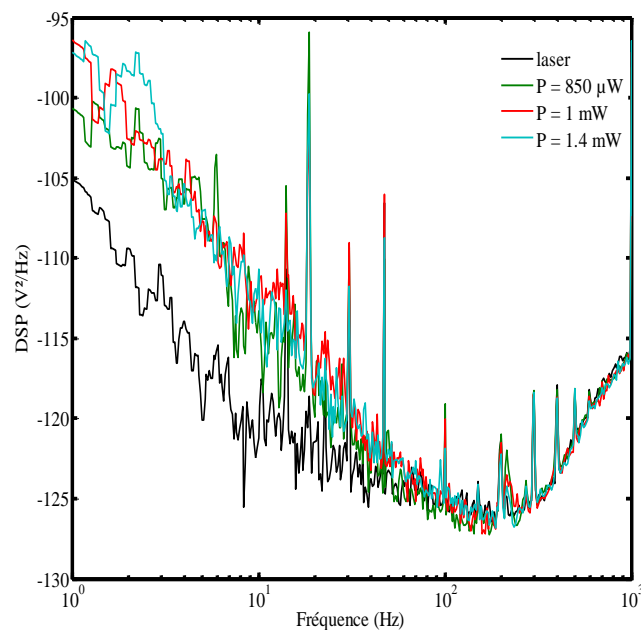
4.6 Bruit induit par le SLM à adressage optique

Le banc de caractérisation utilisé pour évaluer le bruit induit par le SLM est décrit sur la [Figure 4.14](#). L'utilisation d'un polariseur permet de s'affranchir du bruit induit par

les variations de polarisation de la source. Le choix de l'amplificateur a été déterminant car la mesure de la densité spectrale de puissance est réalisée pour de faibles puissances optiques, compatibles du régime de fonctionnement du SLM. Finalement, afin de ne pas être limité par le plancher de bruit de l'analyseur, nous avons utilisé un amplificateur de courant trans-impédance Femto DLPCA donc la bande-passante est DC-400 kHz.



(a)



(b)

Figure 4.14 : (a) schéma du banc de mesure de densité spectrale de bruit de phase de l'ensemble {laser+SLM+détection} (b) DSP de bruit avec et sans SLM pour différentes puissances optiques incidentes sur le SLM. La courbe en noir est le RIN du laser seul pour comparaison.

On obtient alors la densité spectrale de puissance du signal collecté sur la photodiode (Figure 4.14). Cette mesure a été réalisée pour différentes puissances optiques et est comparée au bruit d'intensité du laser. On observe l'existence d'une remontée de bruit en $1/f$ entre 1 Hz et 300 Hz. Ce bruit pourrait être attribué à un bruit électrique appliqué aux cristaux liquides et convertit en bruit d'intensité par un effet Fabry-Perot créé par les interfaces entre les matériaux constituant le SLM. Cependant, il est difficile d'obtenir des mesures précises en laboratoire lorsqu'on travaille autour de ces fréquences. Ce bruit pourrait aussi être dû au bruit de photocourant dans le photoconducteur [82]. Pour les fréquences supérieures à 300 Hz, on constate que le bruit du signal après le SLM suit la courbe de bruit du laser seul. Les différents pics observés entre 100 Hz et 800 Hz sont ramenés par l'amplificateur électrique utilisé. De

plus, le pic à 1 kHz correspond à la fréquence de la fonction de biais appliquée au SLM. Il y'a donc un effet de conversion d'une modulation de phase en modulation d'intensité dans le SLM. Dans ce cas, si l'on s'intéresse aux différentes contributions du photocourant (Figure 4.15), on peut conclure que dans la plage de fonctionnement du SLM, le système est limité par le RIN de la source.

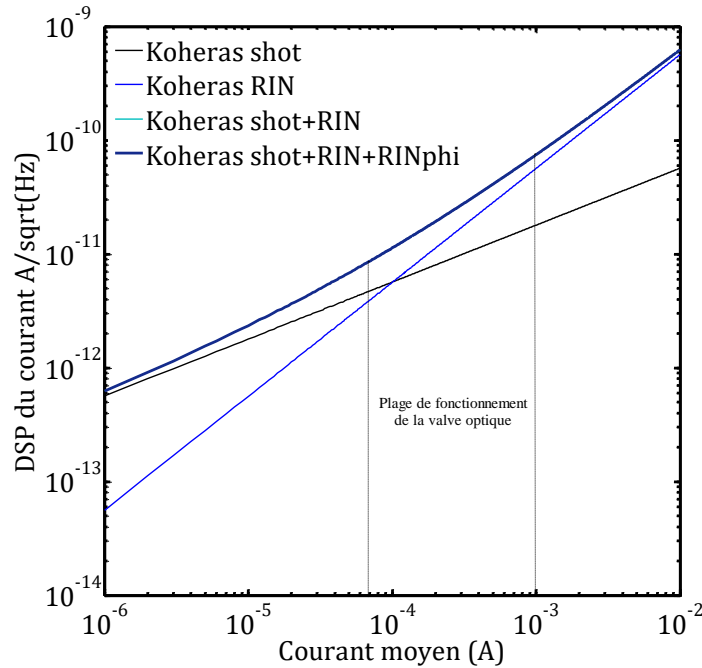


Figure 4.15 : Calcul de la densité spectrale de bruit du courant de photo détection en fonction du courant moyen

Afin de comprendre l'origine de la remontée de bruit en dessous de 200 Hz ainsi que les pics présents aux harmoniques de la fréquence de biais, on propose d'étudier le bruit introduit par le SLM en dissociant le photoconducteur et les cristaux liquides. Nous avons réalisé pour cela deux cellules sur le même principe que le SLM à adressage optique, l'une constituée uniquement d'un substrat photoconducteur et l'autre d'une couche de cristaux liquides.

4.7 Etude du photoconducteur seul

Afin d'étudier l'effet du photoconducteur sur le bruit de l'ensemble, nous utilisons la cellule composée d'un substrat en AsGa-Si de 600 μm nous ayant permis de mesurer l'effet de photoconduction dans le **chapitre 1**. Un dépôt d'ITO sur chaque face en permet l'application d'un champ électrique. Le banc de mesure est présenté Figure 4.16.

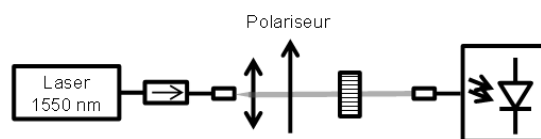


Figure 4.16 : Schéma du banc de mesure du bruit rajouté par le photoconducteur seul.

La tension de biais utilisée est de 10 V_{RMS} à 1 kHz. On observe alors un pic à la fréquence de la tension de biais dont l'amplitude dépend de la polarisation de la lumière. On présente (Figure 4.17a) deux spectres électriques obtenus pour deux états de polarisation de l'onde incidente. La polarisation verticale correspond à l'axe d'ancrage des cristaux liquides. On constate qu'il est possible d'éteindre ces pics en orientant la polarisation à 45°. Si l'on trace (Figure 4.17b) l'évolution de l'amplitude du pic en fonction de l'angle de la polarisation rectiligne ($\theta = 0^\circ$ correspond à la polarisation verticale), on met alors en évidence un caractère cyclique.

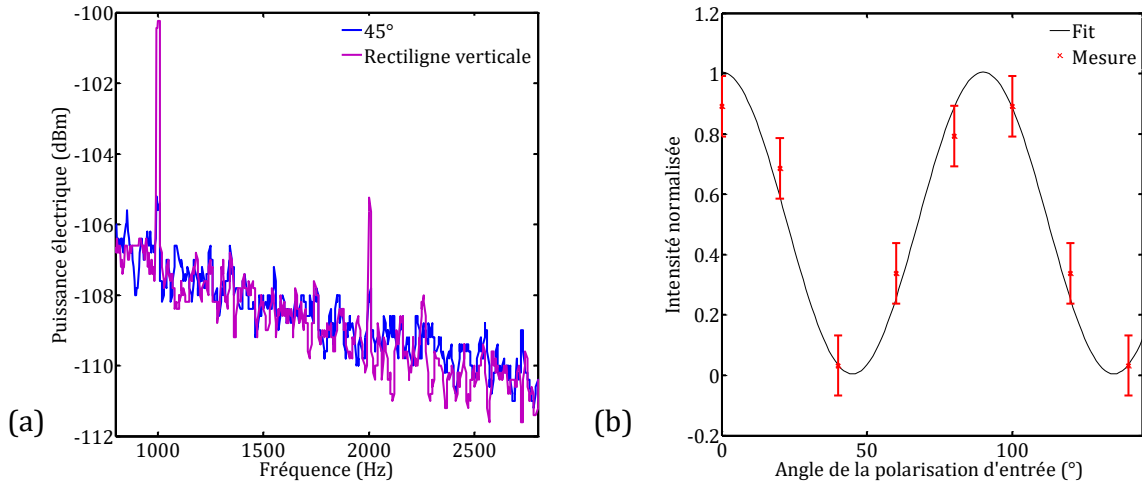


Figure 4.17 : (a) Spectre électrique du signal transmis à travers d'un photoconducteur (AsGa-SI) de 600 μm . La tension de biais est de 10 V_{RMS} à 1 kHz (b) Variation de l'amplitude du pic à la fréquence de biais (1 kHz) en fonction de l'angle de la polarisation rectiligne d'entrée.

Pour comprendre l'origine, il est nécessaire de s'intéresser aux propriétés électro-optiques de l'AsGa. On rappelle que cet effet est la dépendance de l'indice de réfraction induite par un champ électrique. Pour une modulation électro-optique longitudinale avec un champ électrique appliqué suivant \vec{x} , ce qui est notre cas car le wafer d'AsGa utilisé est coupé suivant l'axe (100), l'ellipsoïde des indices prend la forme

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_xYZ = 1. \quad (4.33)$$

On peut trouver dans la littérature que $r_{41} = -(1,50 \pm 0,08 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V})$ à 1,52 μm [83] ce qui signifie que la tension nécessaire à réaliser un déphasage de π est de l'ordre de 1500 V. Compte tenu du point de la tension appliquée, le déphasage induit peut être considéré comme linéaire et la conversion de cette modulation de phase en modulation d'intensité peut s'expliquer par un effet de cavité dans l'AsGa. Dans notre cas, quand la polarisation est orientée suivant l'axe d'ancrage des cristaux liquides, on est donc à 45° des axes propres du cristal ce qui maximise la conversion. De nouvelles mesures, réalisées avec des échantillons coupés suivant les axes propres devraient permettre de mettre en évidence la suppression de ce pic.

4.8 Etude de la cellule à cristaux liquides

Nous avons réalisé le même type de caractérisation décrit dans le paragraphe précédent avec une cellule composée uniquement de cristaux liquides. Le banc de mesure est similaire à celui décrit dans la Figure 4.16. On observe aussi un pic dans le spectre aux harmoniques de la fréquence de biais. On a étudié la dépendance avec la tension de biais de l'amplitude du pic du deuxième harmonique pour différentes fréquences de biais (Figure 4.18a). Si l'on considère de la même façon que ces modulations proviennent d'une conversion d'une modulation de phase en modulation d'amplitude, il est possible de simuler ce type de comportement en décomposant la modulation de phase des cristaux liquides en somme de fonctions de Bessel. On présente en exemple une simulation pour le deuxième harmonique dont l'amplitude suit la fonction $I(\omega) = |\sum_{n=0}^{\infty} J_n(\Delta\varphi) \times J_{n+2}(\Delta\varphi)|$ avec $\Delta\varphi$ la modulation de phase induite par le déplacement périodique des cristaux liquides (cf. chapitre 1). On constate (Figure 4.18b) qu'on arrive à reproduire un comportement similaire à celui observé.

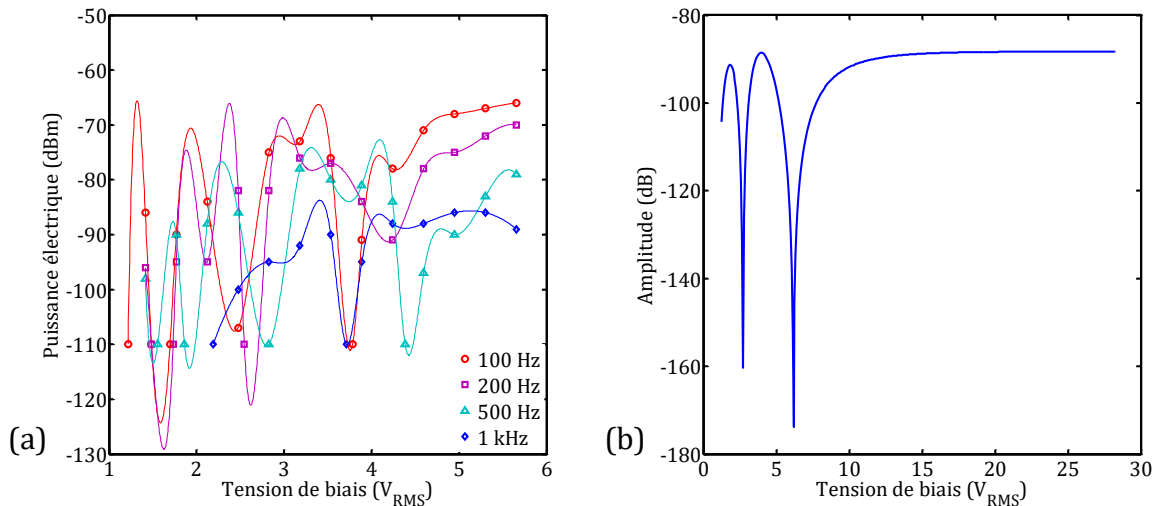


Figure 4.18 : (a) Dépendance de l'amplitude du pic du 2^{ème} harmonique en fonction de la tension de biais appliquée aux cristaux liquides pour différentes fréquences de biais et (b) simulation du phénomène en considérant la décomposition d'une modulation de phase en somme de fonctions de Bessel.

De plus, on a étudié la tension à partir de laquelle on observe un harmonique sortir du bruit en fonction de la fréquence de biais (Figure 4.19). La mesure a été réalisée en alignant la polarisation du laser sur l'axe d'ancrage ou bien perpendiculairement à l'axe d'ancrage et pour différentes puissances optiques.

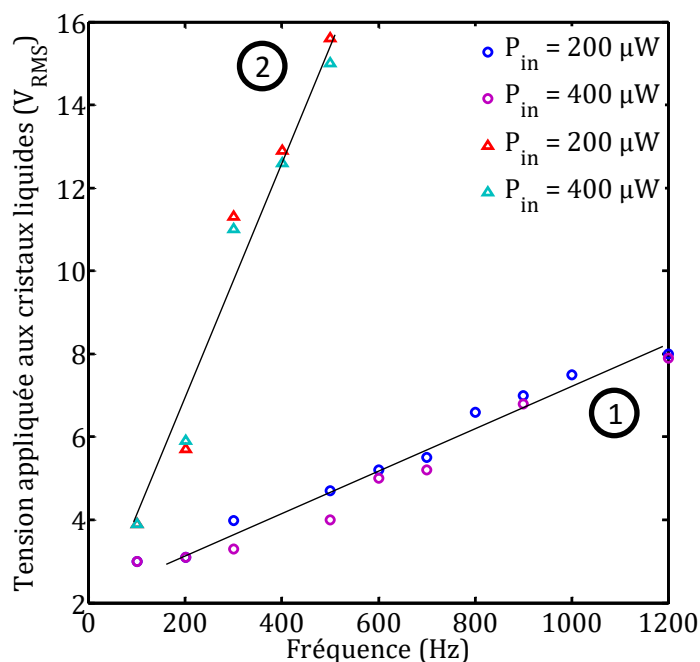


Figure 4.19 : Tension seuil d'apparition du pic du première harmonique en fonction de la fréquence d'excitation. La zone numérotée 1 correspond à une onde incidente polarisée suivant le directeur et la zone numérotée 2 correspond à la polarisation croisée.

Les deux pentes observées correspondent aux deux états de polarisation du laser. La plus faible signifie que la polarisation est alignée dans l'axe d'ancrage (axe extraordinaire) alors que la plus élevée signifie que la polarisation est perpendiculaire (axe ordinaire). De plus, il n'y a pas de différences observées selon la puissance optique utilisée, on peut donc négliger un effet de l'ITO (photoconducteur) sur les cristaux liquides.

4.9 Conclusion

Au cours du chapitre 4, nous avons étudié deux méthodes permettant une caractérisation complète d'un SLM à adressage optique, en termes de temps de réponse et efficacité de diffraction en fonction de paramètres externes tels que la température et la tension de biais. Ensuite, nous avons présenté les différentes sources de bruits à considérer pour dimensionner l'interféromètre adaptatif. Une étude spécifique sur les bruits induits dans le SLM a été proposée afin d'en déterminer l'origine et de pouvoir supprimer leur effet directement au niveau de la fabrication (axe de coupe du photoconducteur, traitement antireflets) ou au niveau de la tension et de la fréquence de biais.

5 Architectures de capteurs basées sur l'holographie adaptative

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à la réalisation et à la caractérisation d'un interféromètre adaptatif avec pour objectif de valider ses caractéristiques intrinsèques. Le but de ces études est l'optimisation de l'interféromètre comme sous-ensemble d'un capteur ou d'un réseau de capteurs à fibres optiques, l'interféromètre adaptatif basé sur le SLM décrit au **chapitre 3** étant dédié à la mesure d'un déphasage sur une onde signal issue d'une fibre optique.

On s'intéresse dans ce chapitre à l'étude d'architectures de capteurs à fibres optiques compatibles avec l'interférométrie adaptative et permettant de tirer profit de ses avantages uniques (compatible avec des fronts d'ondes complexes, filtrage des bruits basse fréquence, démodulation linéaire).

Les deux grandes familles de capteurs à fibres optiques visées dans cette étude sont d'une part les capteurs localisés et d'autre part les capteurs distribués. Pour ces deux cas, nous reviendrons sur les phénomènes physiques mis en jeu et comment il est possible d'orienter les techniques actuelles vers un système d'interférométrie adaptative. En particulier, nous proposerons une architecture basée sur des réseaux de Bragg passifs ainsi qu'une architecture basée sur la rétrodiffusion Rayleigh sensible à la phase.

5.1 Architecture basée sur des capteurs localisés

On se propose d'étudier une architecture basée sur une mesure de contrainte localisée et compatible avec l'holographie adaptative. La méthode retenue est présentée en [Figure 5.1](#).

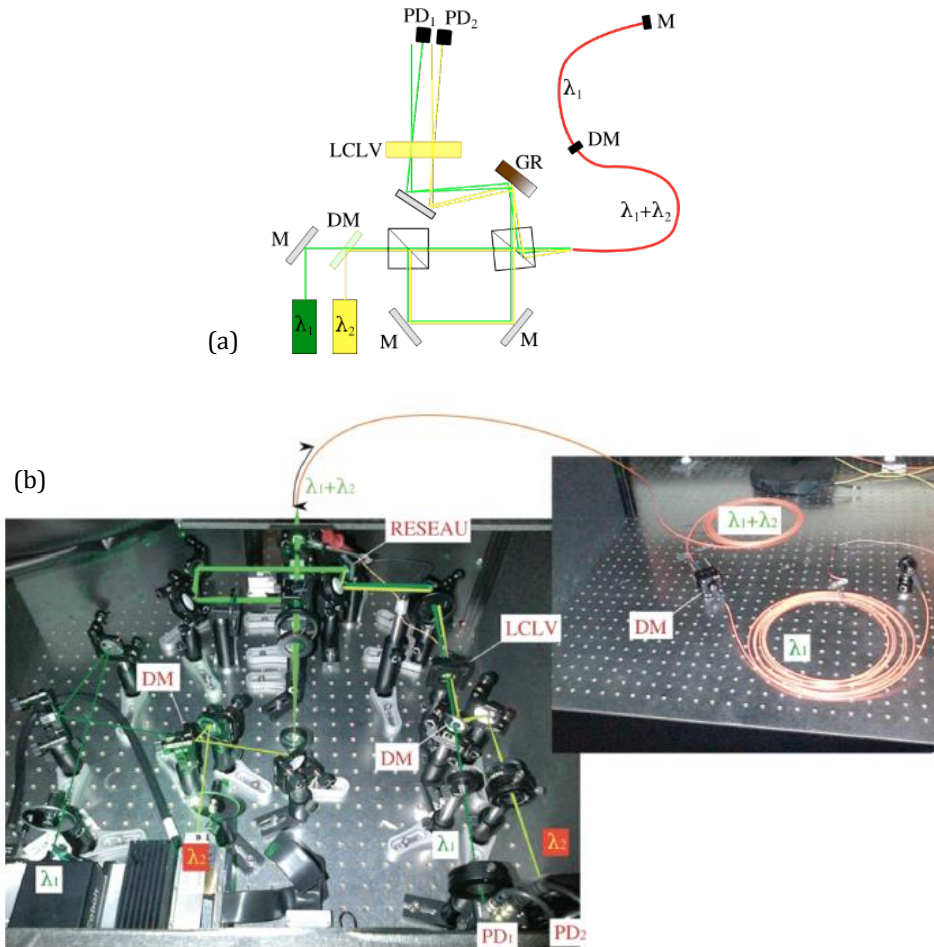


Figure 5.1 : (a) Schéma d'une architecture dont la partie sensible est une fibre optique divisée en deux zones sensibles dans sa longueur par l'intermédiaire de miroirs dichroïques. La modulation de phase appliquée aux zones sensibles est démodulée par un interféromètre adaptatif. Cette preuve de principe a été réalisée dans le domaine visible avec deux lasers de longueurs d'onde 515 nm et 543 nm. λ_i : laser i ; M : miroir ; DM : miroir dichroïque ; GR : réseau de diffraction ; LCLV (Liquid Crystal Light Valve en Anglais) : SLM adressé optiquement ; PD $_i$: photodiode. (b) Photo du montage expérimental.

Elle s'appuie sur le multiplexage en longueur d'onde afin de mesurer l'état de la fibre optique à différents endroits. Pour cette démonstration, l'interféromètre a été réalisé dans le domaine visible. On utilise des miroirs dichroïques entre chaque tronçon de fibre pour la diviser en différentes « zones sensibles », chacune de ces zones correspondant à une longueur d'onde d'interrogation. Une portion de la source à λ_i est extraite afin d'obtenir une onde de référence pour l'enregistrement de l'hologramme ; le reste de la puissance à λ_i est injecté dans la fibre, et se réfléchit sur le miroir dichroïque DM_i . Dans cette expérience, la fibre est multimode avec un cœur de 200 μm .

L'expérience est constituée de deux lasers à 515 nm et 543 nm. Chaque source est divisée en deux voies, l'une permettant d'avoir une onde de référence sur le SLM et la seconde est envoyée dans la fibre optique. Les intensités optiques incidentes sur le SLM sont fixées à 0,8 mW/cm² sur les voies de référence et à 0,7 mW/cm² sur les voies signal. On utilise alors un réseau de diffraction afin d'adresser deux zones distinctes sur

le SLM. Finalement, on obtient deux hologrammes dans deux zones distinctes du SLM correspondant à deux portions de la fibre sensible. Un actuateur piézo-électrique permet de moduler la phase de l'onde optique se propageant dans la fibre à différents endroits.

5.1.1 Observations

Nous avons mesuré les signaux diffractés par les deux hologrammes dans trois configurations (Figure 5.2). Dans un premier temps, une mesure sans modulation de phase a été réalisée. Puis, la fibre optique a été modulée successivement à deux endroits différents, correspondants aux deux zones sensibles. On constate qu'il est possible, en comparant la modulation d'intensité portée par chaque longueur d'onde, de localiser la présence d'une perturbation sur la fibre sensible. En effet, on mesure les spectres des signaux optiques dans les ordres -1 diffractés par les deux hologrammes correspondants à chacune des deux longueurs d'onde utilisées. On peut localiser les perturbations par soustraction de ces spectres.

Cette architecture est simple à mettre en œuvre et permet de s'adapter aux variations lentes locales de la phase.

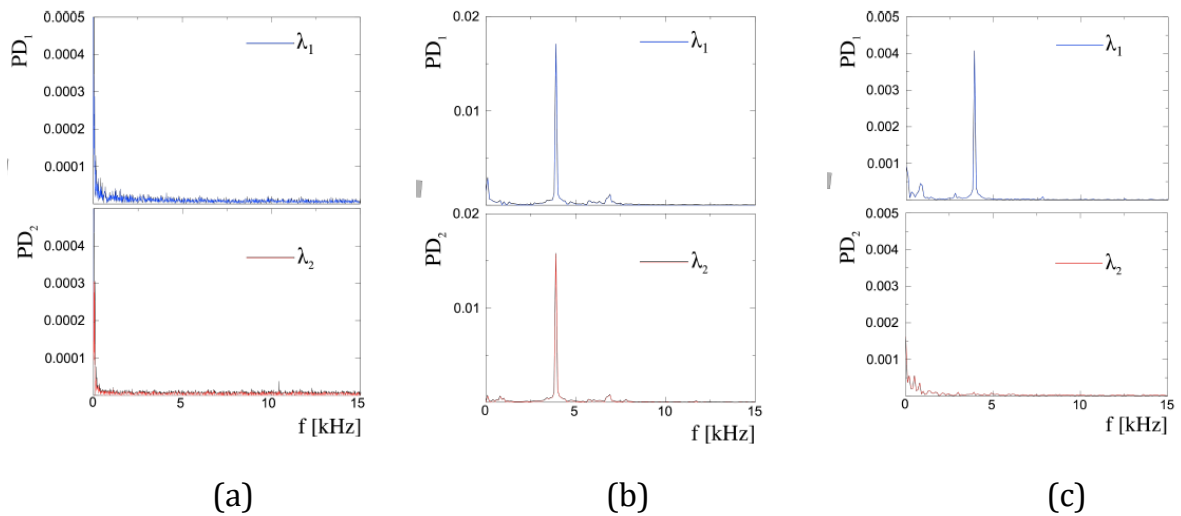


Figure 5.2 : (a) Spectre obtenu en mesurant l'intensité optique dans les ordres -1 diffractés par les deux hologrammes correspondants à chacune des deux longueurs d'onde utilisées. Dans ce cas, il n'y a pas de modulation de phase. (b) Modulation de phase dans la première portion où les deux longueurs d'onde se propagent. (c) Modulation de phase dans la seconde portion où uniquement une longueur d'onde se propage, l'autre étant réfléchi par le miroir dichroïque. On peut alors, localiser les perturbations par soustraction.

Si aucune perturbation acoustique n'est présente à proximité des fibres, aucun signal n'est détecté par les photodiodes (a). Si l'actuateur piézoélectrique est à proximité de la première portion de fibre dans laquelle les deux longueurs d'onde se propagent, les deux photodiodes détectent un signal (b). Enfin, si l'actuateur piézoélectrique est à proximité de l'extrémité de la fibre, c'est-à-dire dans la zone où uniquement la longueur d'onde λ_1

se propage (λ_2 étant réfléchi par le miroir dichroïque), uniquement la photodiode correspondante détecte un signal (c).

5.1.2 Limitations

Cette méthode de localisation possède deux limitations majeures. La première limitation, dans le cadre de l'utilisation d'une fibre multimode comme élément sensible, est la nécessité d'utiliser des réflecteurs localisés. La seconde limitation, indépendante du type de fibre optique utilisée est la différence de marche entre l'onde signal et l'onde de référence, qui induit un bruit de phase sur le signal à analyser, par conversion du bruit de fréquence des lasers. Nous allons discuter et détailler ces deux limitations, et proposer et analyser des solutions alternatives.

5.1.2.1 Limitations liées à l'utilisation de réflecteurs dans une fibre multimode

La première limitation de cette architecture est la nécessité d'introduire des réflecteurs le long du capteur. L'utilisation de miroirs dichroïques n'est pas compatible d'un grand nombre de capteurs, d'une résolution spatiale raisonnable et d'une intégration aisée.

Une solution plus compatible de la fibre optique est l'utilisation de miroirs de Bragg à la place des réflecteurs dichroïques (Figure 5.3). Or les fibres optiques multimodes ne sont pas adaptées à l'utilisation de miroirs de Bragg, bien que tout à fait classiques et largement développés dans le cadre des télécommunications par fibre optique. En effet, compte-tenu des différentes constantes de propagation des modes, la condition d'accord de Bragg d'un miroir est vérifiée pour un large spectre de longueurs d'onde [84]. Ces composants ne permettent pas de discriminer différentes zones de fibre optique par multiplexage en longueur d'onde.

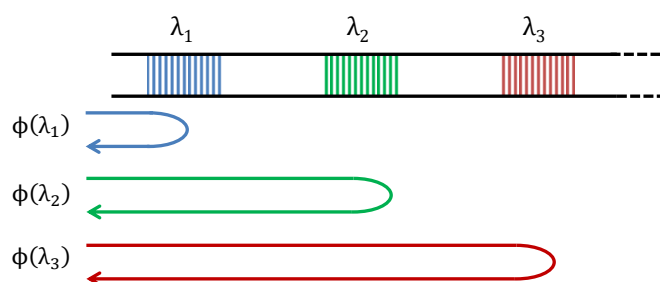


Figure 5.3 : Architecture de capteurs basés sur des réflecteurs de Bragg multiplexés en longueur d'onde dans une fibre optique multimode. Elle permettrait la localisation par détection différentielle des spectres réfléchis à λ_n détectés simultanément.

On observe Figure 5.4 le spectre optique en réflexion (entre 480 nm et 540 nm) d'un chapelet de trois réseaux de Bragg en série dans une fibre multimode. Les trois réseaux ont une longueur de 1 cm, une réflectivité de 90 % à 491 nm, 515 nm et 532 nm respectivement, et sont espacés de 1,5 m dans une fibre multimode de 25 μm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique $NA = 0,08$ (fibre IxFiber 2CF-PAS-25-300-

0,08). On estime donc le nombre de modes égal à $N = 75$, ce qui est peu par rapport à la fibre utilisée dans la démonstration avec des miroirs dichroïques où $N = 19000$. Le spectre optique en transmission des trois réseaux ne laisse apparaître aucun pic de diffraction de Bragg aux longueurs d'onde spécifiées.

De la même manière qu'en espace libre, un réseau de diffraction inscrit dans une fibre optique est décrit par la relation

$$n \sin \theta_1 = n \sin \theta_2 + m \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (5.1)$$

où λ est la longueur d'onde, Λ est le pas du réseau et m est l'ordre de diffraction.

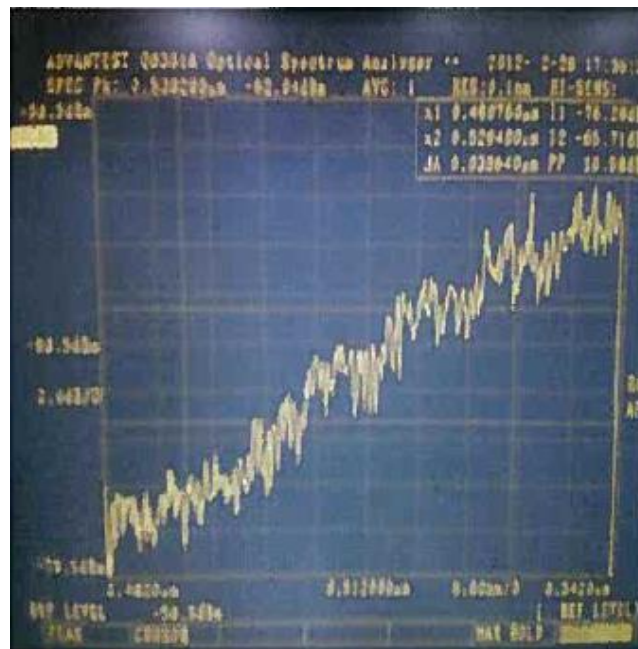


Figure 5.4 : Spectre optique en réflexion d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique multimode et centré sur la longueur d'onde 515 nm.

Dans une fibre optique multimode, la constante de propagation pour un mode considéré s'écrit $\beta_q = (2\pi/\lambda)n_q \sin \theta$. Par conséquent, la condition d'accord de phase entre deux modes de constantes de propagation β_a et β_b s'écrit $\beta_b = \beta_a + 2\pi/\Lambda$ où Λ est le pas du réseau. Si les modes sont identiques, alors le réseau de Bragg couple le mode incident avec sa réflexion. La constante de propagation étant dépendante de la longueur d'onde, un mode particulier va se coupler à différents modes en fonction de la longueur d'onde considérée. On présente Figure 5.5 l'évolution de la constante de propagation de deux modes en fonction de la longueur d'onde

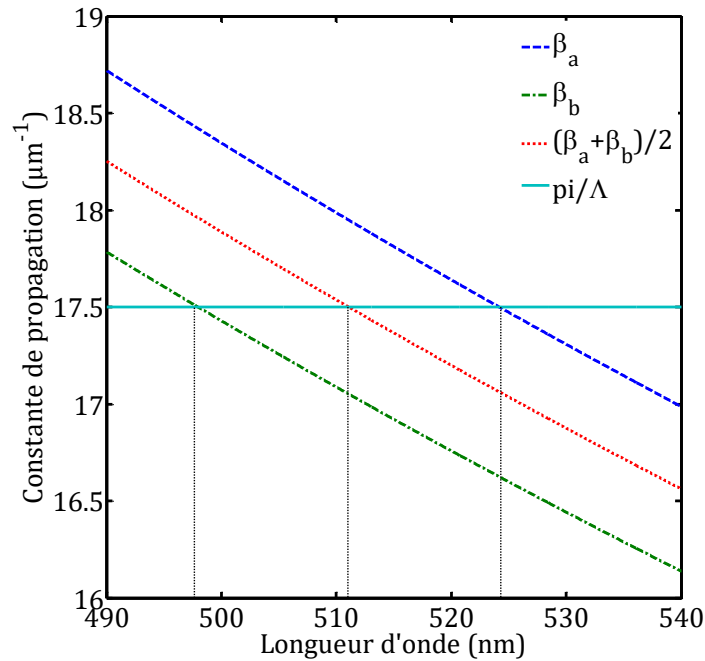


Figure 5.5 : Illustration de la condition d'accord de phase dans une fibre optique multimode. Les modes peuvent coupler leur réflexion ou un autre mode.

Ces considérations montrent que l'utilisation de miroirs de Bragg dans les fibres multimodes n'est pas adaptée aux architectures utiles pour les applications visées qui nécessitent un grand nombre de zones sensibles.

5.1.2.2 Limitations liées à l'utilisation d'une référence externe

L'utilisation d'une référence externe induit un bruit provenant de la conversion du bruit de fréquence des lasers en bruit de phase par la différence de marche entre les deux bras. Ce bruit devient dominant dès qu'on atteint quelques mètres de fibre optique. Comme nous l'avons vu au **chapitre 3**, ce bruit est proportionnel à la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre.

Dans une telle architecture, le bras de référence est court et provient directement de la source optique, tandis que le bras signal se propage sur un aller-retour jusqu'à la zone sensible, qui peut être déportée. Par conséquent, le bruit optique, et donc la sensibilité de cette architecture dépend de la longueur de déport entre le réseau de capteurs et l'interféromètre adaptatif. De plus, la distance entre le premier et le dernier capteur est limitée par la différence de sensibilité acceptable entre ces deux dispositifs; ce qui limite la distance entre chaque capteur et/ou le nombre total de capteurs.

On considère l'architecture décrite à la Figure 5.6 constituée de N capteurs de longueur L_c et espacés de L_{ic} . Chaque capteur est constitué d'un couple de réseaux de Bragg à deux longueurs d'onde différentes λ_i et λ_{i+1} . De plus, on considère que la largeur spectrale des réseaux de Bragg est suffisamment large pour que le signal à détecter ne

perturbe pas la réflectivité. Une portion de fibre optique de longueur L_d est utilisée comme déport entre l'interféromètre et le réseau de capteurs.

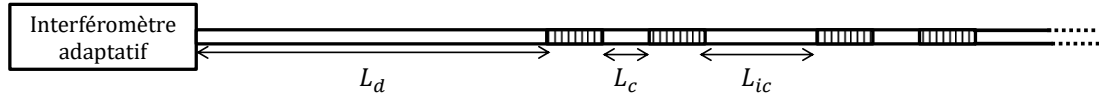


Figure 5.6 : Schéma de principe d'une architecture basée sur des réflecteurs pour localiser les différentes perturbations par soustraction.

On fait l'hypothèse que la longueur du déport est grande devant la longueur du capteur ($L_d \gg L_c$). Cela signifie qu'on néglige la remontée de bruit entre deux capteurs successifs. Le bruit dominant pour la portion k se met sous la forme

$$S_{\phi}^k(f) = \frac{4\pi n}{c} S_v(f) [L_d + (k-1)L_{ic} + kL_c]. \quad (5.2)$$

Cette architecture est basée sur le multiplexage en longueur d'onde, on propose de considérer un spectre de bruit de fréquence typique d'une diode laser représenté [Figure 5.7](#) afin d'en estimer les performances.

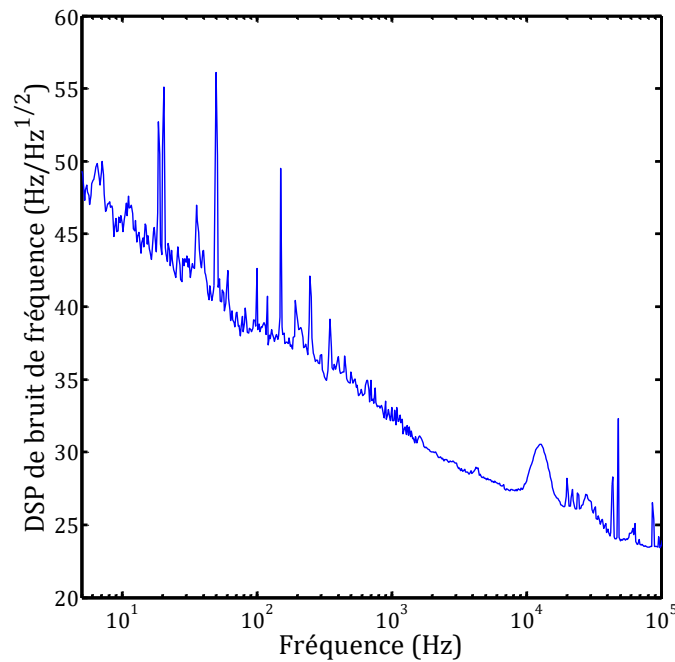


Figure 5.7 : Densité spectrale de puissance de bruit de fréquence d'une diode laser à semi-conducteur Gooch & Housego.

On propose d'étudier deux configurations, l'une avec un déport de 50 m et l'autre avec un déport de 5 km. Les capteurs ont pour longueur 5 cm et sont espacés de 1 m. On choisit de comparer les sensibilités à la fréquence de 1 kHz et les résultats sont décrits dans le [tableau 5.1](#). Le déphasage minimum détectable indiqué est calculé pour le dernier capteur de l'ensemble.

Tableau 5.1 : Sensibilité obtenue pour 100 capteurs de 5 cm espacés de 1 m pour deux longueurs de déport.

L_d	$\phi_{min}/\sqrt{Hz} @ 1 kHz$
50 m	0,32 $mrad/\sqrt{Hz}$
5 km	10,61 $mrad/\sqrt{Hz}$

Il est alors possible d'en déduire l'élongation minimale détectable ε_{min} par la relation $\varepsilon_{min} = \lambda(\phi_{min}/\sqrt{Hz})/(2\pi \times 0,78 \times nL_c)$. Pour l'architecture sans déport (respectivement avec déport), on a $\varepsilon_{min} = 1,38 n\varepsilon$ (respectivement $\varepsilon_{min} = 45,9 n\varepsilon$). Dans le cas le plus favorable, c'est-à-dire pour une architecture avec un faible déport, il reste deux ordres de grandeurs à gagner pour atteindre une sensibilité équivalente aux technologies à base de cavité laser à fibre optique décrit dans le **chapitre 1**.

5.1.3 Conclusion

Nous avons proposé une première architecture dont les performances orientent l'utilisation vers un système avec un faible déport. Elle permet de tirer profit des avantages de l'interférométrie adaptative mais reste relativement lourde à mettre œuvre. La fréquence de coupure est de l'ordre de 10 Hz. Cependant, elle est difficilement compatible de l'utilisation d'une fibre optique multimode comme partie sensible ; et la sensibilité (différente pour chaque capteur en fonction de sa position), donnée par le capteur le plus éloigné, est très dépendante de la configuration choisie.

5.2 Architectures basées sur des capteurs distribués

De nombreuses applications requièrent la mesure de contraintes sur de longues distances et/ou avec des résolutions spatiales élevées. Les capteurs à fibres optiques distribués constituent une solution idéale et répondent aujourd'hui à des besoins en surveillance de structures (bâtiments, ouvrages d'art, gazoducs, oléoducs, aéronefs...). Dans ce type de capteur, la fibre optique est uniforme et sensible sur toute sa longueur. C'est donc sur le phénomène physique utilisé et la méthode d'interrogation que reposent les performances du système. Nous étudions dans la suite les différentes méthodes possibles pour utiliser l'interféromètre adaptatif et dépasser les limitations de l'architecture présentée précédemment. En particulier, nous recherchons une méthode qui n'est pas basée sur une référence externe afin de limiter l'influence du bruit de fréquence du laser utilisé.

5.2.1 Généralités sur les capteurs à fibres optiques distribués

Les capteurs à fibres optiques distribués sont basés sur les diffusions Rayleigh, Brillouin et Raman pour « coder » sur l'onde optique transmise et/ou rétrodiffusée l'information d'élongation (ou, plus généralement de contrainte) et/ou de température. A la différence des capteurs à fibres optiques localisés, c'est la totalité de la fibre optique

qui constitue la zone sensible avec une résolution spatiale qui dépend de la méthode d'interrogation.

5.2.1.1 Interrogation par une source impulsionnelle

Dans le domaine temporel, l'onde d'entrée est une impulsion de largeur τ . La perturbation sur la fibre est donc intégrée sur la largeur de l'impulsion et par conséquent la résolution spatiale s'écrit

$$\Delta z = \frac{\tau c}{2n}, \quad (5.3)$$

où n est l'indice effectif de la fibre optique, c est la célérité de la lumière dans le vide. De plus, il est nécessaire d'attendre que l'impulsion ait parcouru toute la longueur L de la fibre avant d'en envoyer une nouvelle ce qui limite le taux de répétition et par conséquent la bande-passante d'analyse. Il y a donc un compromis entre la bande-passante et la longueur totale d'interrogation dû à l'échantillonnage qui se traduit par

$$f_{max} = \frac{f_{rep}}{2}, \quad (5.4)$$

où f_{rep} est la fréquence de répétition des impulsions.

5.2.1.2 Interrogation par une source modulée en fréquence

On peut aussi utiliser une méthode fréquentielle pour extraire l'information du signal. On a alors un signal optique incident continu modulé en fréquence. La résolution spatiale est alors dépendante de l'amplitude de modulation Δf par la relation

$$\Delta z = \frac{c}{2n\Delta f} \quad (5.5)$$

On constate que plus l'amplitude de modulation est élevée, plus la résolution spatiale est bonne. Les meilleurs résultats reportés aujourd'hui atteignent des résolutions spatiales submillimétriques. Ces méthodes sont équivalentes et sont limitées par les performances des composants utilisés. On préférera par exemple utiliser une méthode fréquentielle pour atteindre de faibles résolutions spatiales (au détriment de la longueur totale qui sera limitée par la longueur de cohérence du laser) et une méthode temporelle pour une résolution spatiale de l'ordre de quelques mètres avec une grande longueur sensible.

5.2.2 Compatibilité avec l'holographie adaptative

Nous avons présenté au **chapitre 3** une étude théorique de la diffraction dans un interféromètre adaptatif. Il apparait que l'efficacité de diffraction est inversement proportionnelle au produit $\Delta\omega \cdot \tau$ où $\Delta\omega$ est la différence de fréquence entre les deux ondes qui interfèrent et τ le temps de réponse du SLM. Par conséquent, l'interféromètre

adaptatif n'est pas approprié pour mesurer des décalages de fréquence. Notre étude a donc été orientée sur les architectures capteurs utilisant la rétrodiffusion Rayleigh.

5.3 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un phénomène qui est dû aux inhomogénéités d'indice de réfraction de la fibre optique. Ces dernières apparaissent lors de la fabrication et plus particulièrement lors du refroidissement du verre. C'est un processus linéaire, ce qui signifie que la puissance optique diffusée est proportionnelle à la puissance optique incidente. La diffusion Rayleigh est caractérisée par un coefficient d'atténuation proportionnel à λ^{-4} qui s'écrit [31]

$$\alpha_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_c k_b T_F, \quad (5.6)$$

où $k_b = 1,381 \times 10^{-23} J.K^{-1}$ est la constante de Boltzmann, $n = 1,46$ est l'indice de réfraction de la fibre optique, $p = 0,286$ est son coefficient photo-élastique moyen, $T_F = 1950 K$ est une température fictive et $\beta_c = 7 \times 10^{-11} m^2.N^{-1}$ est la compressibilité isotherme à T_F . Ces coefficients sont donnés pour une fibre optique en silice. Pour $\lambda = 1550 nm$, on trouve $\alpha_R = 4,56 \times 10^{-5} m^{-1}$, soit $0,197 dB/km$.

On retrouve alors le résultat connu pour l'atténuation des fibres optiques à 1550 nm, qui est désormais très majoritairement due à la rétrodiffusion Rayleigh. La relation entre la puissance crête incidente P_c et la puissance transmise $P(z)$ à la position z s'écrit

$$P(z) = P_c e^{-(\alpha_R + \alpha_a)L}, \quad (5.7)$$

où L est la longueur totale de la fibre optique, α_a est le coefficient d'absorption que l'on considère négligeable dans la suite [85].

On considère une impulsion définie par sa largeur d'impulsion τ . Lors de sa propagation, l'impulsion est diffusée dans une portion de fibre de longueur W comme illustré en Figure 5.8 et se propage à la vitesse de groupe v_g dans la fibre optique. On peut alors écrire

$$W = \tau v_g = \tau \frac{c}{n}, \quad (5.8)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de groupe de la fibre optique.

La puissance rétrodiffusée dp_s à la position z dans un intervalle infiniment petit de longueur dz dépend de la puissance de l'impulsion $P(z)$ par la relation [86]

$$dp_s = S_c \alpha_R P(z) dz, \quad (5.9)$$

où S_c est le coefficient de capture (représentatif de la portion rétrodiffusée et guidée de la lumière) défini pour une fibre à saut d'indice par la relation [31]

$$S_c = \frac{NA^2}{4n^2}. \quad (5.10)$$

Finalement, on peut montrer que pour des impulsions de faible largeur devant la longueur caractéristique d'absorption, la puissance rétrodiffusée en z peut s'écrire [31]

$$P_R(z) = \frac{1}{2} P_c S_c W \alpha_R e^{-2(\alpha_R + \alpha_a)z}. \quad (5.11)$$

Ces équations sont très utilisées pour dimensionner les systèmes d'OTDR basés sur la rétrodiffusion Rayleigh. Par ailleurs, nous verrons dans la suite que certaines précautions sont à prendre lorsqu'il s'agit de considérer la rétrodiffusion Rayleigh dans une fibre optique multimode.

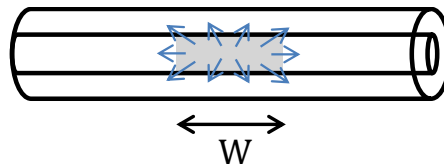


Figure 5.8 : Schéma de principe de la diffusion d'une impulsion de largeur spatiale W dans une fibre optique.

5.4 Phase-OTDR et holographie adaptative

5.4.1 Expérience préliminaire de validation du principe

La première expérience réalisée a pour but de valider le principe d'OTDR associé à l'interférométrie adaptative. Cette expérience repose sur une architecture proche de celle utilisée pour le « phase-OTDR », tout en s'affranchissant du faible niveau de puissance rétrodiffusée dans le cas de la rétrodiffusion Rayleigh (en utilisant des réflexions). Nous considérons le montage en Figure 5.9, constitué d'une source laser modulée en intensité par un modulateur acousto-optique permettant de réaliser des impulsions avec un taux d'extinction élevé. Chaque impulsion est envoyée dans un circulateur, du port 1 vers le port 2, puis divisée par un coupleur 50 :50. Chaque bras du coupleur est terminé par un miroir de Faraday. Un bras de l'interféromètre est court, l'autre contient un modulateur de phase et une bobine de fibre de longueur $\Delta L/2$ largement supérieure à la longueur de l'impulsion. On récupère en réflexion, au port 3 du circulateur, deux impulsions dont l'écart temporel est fonction de la différence de marche ΔL entre les deux bras. Notons bien que les deux impulsions n'arrivent donc pas au même instant sur le port 2 du circulateur. Une modulation de phase est appliquée à l'onde optique se propageant dans le bras long.

On sépare ensuite la sortie du circulateur 3 en deux voies dont l'une possède un retard de longueur ΔL . Par conséquent, les impulsions peuvent interférer entre elles ce qui conduit à l'inscription d'un réseau « moyen » sur le SLM tel que décrit dans la **partie 3.2.4.3**. Dans cette configuration, on utilise l'interféromètre adaptatif pour mesurer le

déphasage entre l'onde de référence provenant du chemin court et l'onde signal ayant traversée la portion de fibre contenant la modulation de chemin optique.

On observe alors dans le domaine électrique la démodulation de la phase. La principale motivation pour cette expérience est qu'elle permet de mettre en œuvre une architecture proche de celle utilisée pour le « phase-OTDR », tout en s'affranchissant du faible niveau de puissance rétrodiffusée dans le cas de la diffusion Rayleigh. Le montage est réalisé en utilisant une fibre optique monomode.

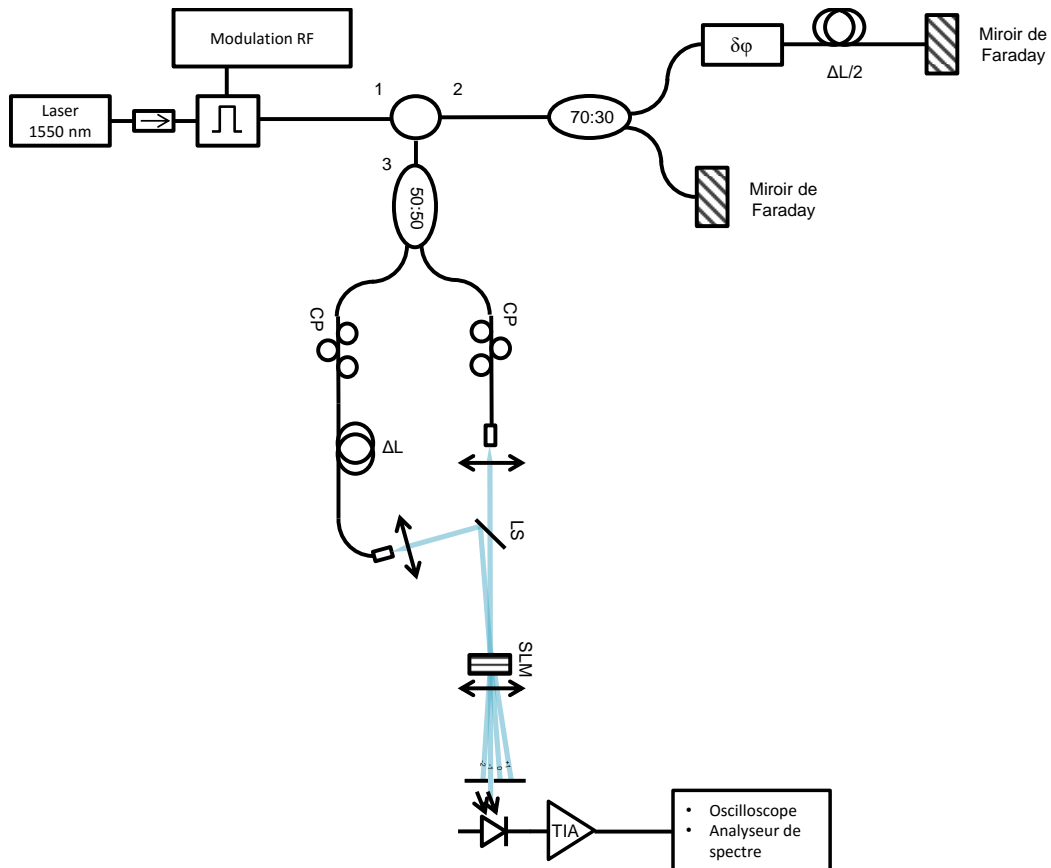


Figure 5.9 : Architecture simplifiée permettant de mesurer la modulation de phase induite sur l'onde optique en utilisant un interféromètre adaptatif. L'onde de référence et l'onde signal sont créées à partir d'une unique impulsion et on enregistre un réseau moyen dans le SLM. CP : contrôleur de polarisation ; LS : lame séparatrice ; SLM : modulateur spatial de lumière à adressage optique ; TIA : amplificateur trans-impédance.

La démonstration de principe de ce type de dispositif a été réalisée avec des impulsions de 150 ns et une fréquence de répétition de 400 kHz. On présente [Figures 5.10 et 5.11](#) l'obtention des deux impulsions de référence et signal ainsi que le signal démodulé par l'interféromètre sur la photodiode.

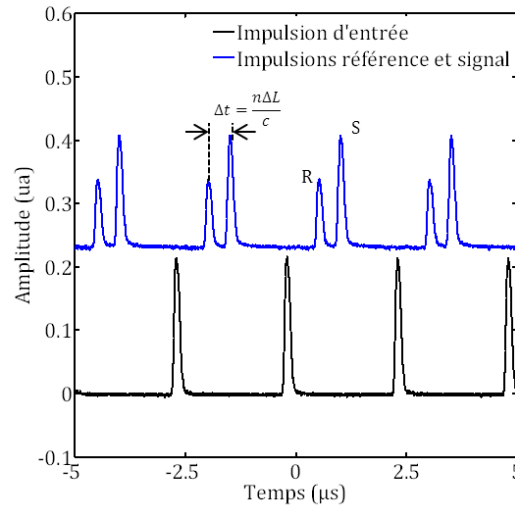


Figure 5.10 : Impulsion d'entrée (noir) et impulsions générées par les deux miroirs de Faraday (bleu).

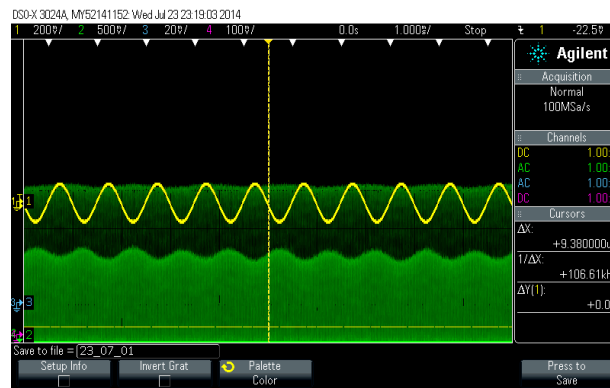


Figure 5.11 : Lecture d'une modulation de phase avec un interféromètre adaptatif. Le signal en jaune est la consigne appliquée au modulateur de phase, les deux signaux en vert en opposition de phase, représentent les ordres diffractés 0 et -1. On peut distinguer la démodulation de la phase dans l'enveloppe du signal.

5.4.2 Rétrodiffusion Rayleigh et interférométrie adaptative

On considère l'architecture suivante Figure 5.12 composée d'une source laser à 1,55 μm injectée dans un modulateur d'intensité afin de générer des impulsions. La durée d'impulsion est fixée à 120 ns (limite du modulateur acousto-optique utilisé) et la fréquence de répétition f_{rep} est reliée à la longueur totale de fibre sensible L par la relation $f_{rep} < 2nL/c$, où c est la vitesse de la lumière dans la fibre optique. Dans notre expérience, la longueur de fibre est de 300 m et la fréquence de répétition est fixée à 270 kHz. Une portion de 1 m, située à 200 m de l'entrée de la fibre est enroulée autour d'un cylindre piézo-électrique afin de générer une modulation de phase optique. La longueur de capteur, fixée par la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre adaptatif, est de 25 m.

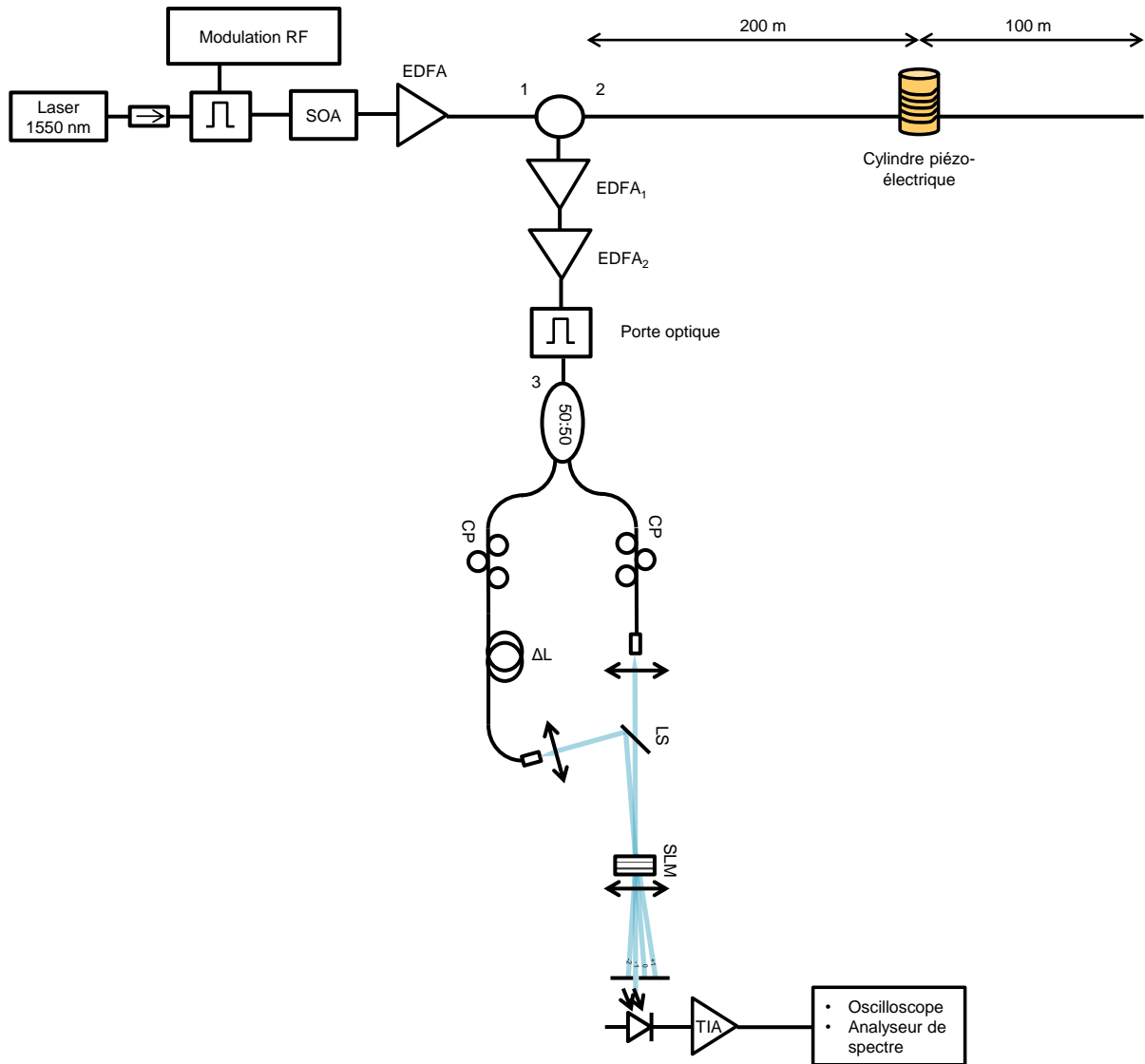


Figure 5.12: Architecture phase-OTDR composée d'un interféromètre adaptatif. MAO : modulateur acousto-optique ; SOA : amplificateur optique à semi-conducteur ; EDFA : amplificateur à fibre optique dopée erbium ; SLM : modulateur spatial de lumière à adressage optique ; LS : lame séparatrice ; CP : contrôleur de polarisation ; TIA : amplificateur trans-impédance.

La puissance de sortie du laser est de 10 mW, la puissance moyenne après le modulateur d'intensité est d'environ 300 μ W. Nous utilisons alors un préamplificateur à semi-conducteur puis un amplificateur à fibre optique dopée erbium pour atteindre un niveau moyen suffisant à l'entrée de la fibre sensible (typiquement de l'ordre de 100 mW maximum afin de limiter l'apparition des effets non-linéaires).

La puissance crête à l'entrée de la fibre optique sensible s'écrit $P_c = P_m / (\tau f_{rep})$ soit dans notre cas $P_c = 3,08$ W. On peut alors tracer la puissance rétrodiffusée au port 3 en fonction de la distance parcourue dans la fibre optique en utilisant l'équation 5.11. Dans le modèle, on a pris $\alpha_R = 4,56 \times 10^{-5} m^{-1}$, $NA = 0,14$, $n = 1,46$, et une atténuation totale de 0,2 dB/km. La courbe théorique est représentée Figure 5.13.

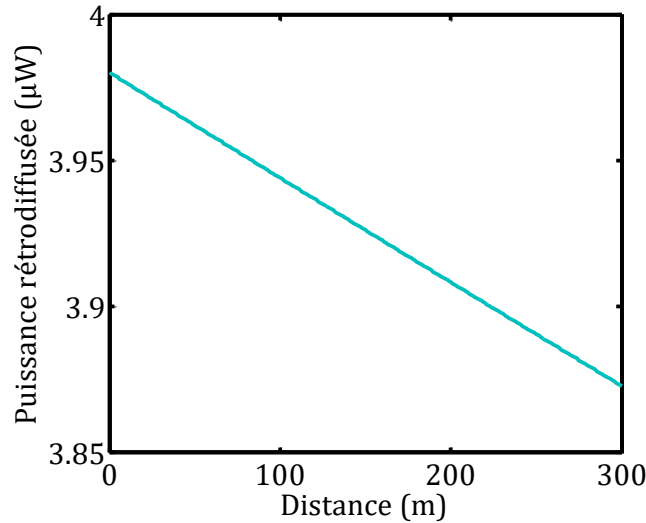


Figure 5.13 : Rétrodiffusion Rayleigh d'une impulsion de 120 ns et 100 mW de puissance moyenne dans une fibre optique monomode de 300 m de long, d'ouverture numérique NA=0.14.

En pratique, à la sortie du circulateur (sortie 3), la puissance moyenne rétrodiffusée est de l'ordre de quelques μW (ce qui est compatible avec le modèle théorique). Ce niveau de puissance est insuffisant pour atteindre la puissance nécessaire au fonctionnement de l'interféromètre adaptatif $P_{SLM} = I/(\pi w_0^2)$, avec I l'intensité optique sur le SLM et w_0 le rayon du faisceau. De plus, afin de ne pas brouiller les franges d'interférences sur le SLM, l'utilisation d'une porte temporelle de durée T_{porte} est nécessaire. La durée d'ouverture de la porte doit être supérieure à la différence de marche, le temps choisi permettant d'optimiser le contraste des franges d'interférences. Dans notre cas, cette durée correspond à 250 ns. Il est donc nécessaire d'amplifier la rétrodiffusion Rayleigh. Le gain minimal nécessaire est estimé par la relation

$$G_{min} = \frac{P_{SLM}}{P_R} T_{porte} f_{rep}. \quad (5.12)$$

Si on considère que $I = 1,5 \text{ mW}/\text{cm}^2$ tel que mesuré au **chapitre 2**, le gain minimal nécessaire en sortie de circulateur doit être d'environ 30 dB. On utilise pour cela deux amplificateurs à fibre optique dopée erbium afin d'atteindre ce niveau.

On enregistre donc sur le SLM un réseau d'indice moyen qui intègre les variations de phase dans une portion de 25 m. Le retard entre l'ouverture de la porte et le déclenchement d'une impulsion permet de définir la zone sensible d'intérêt. Le principe est illustré sur la [Figure 5.14](#) où on a représenté le signal rétrodiffusée de l'impulsion d'entrée de largeur 120 ns à la cadence de 200 kHz ainsi que le signal de la porte optique de largeur 250 ns et décalé temporellement de 2,1 μs .

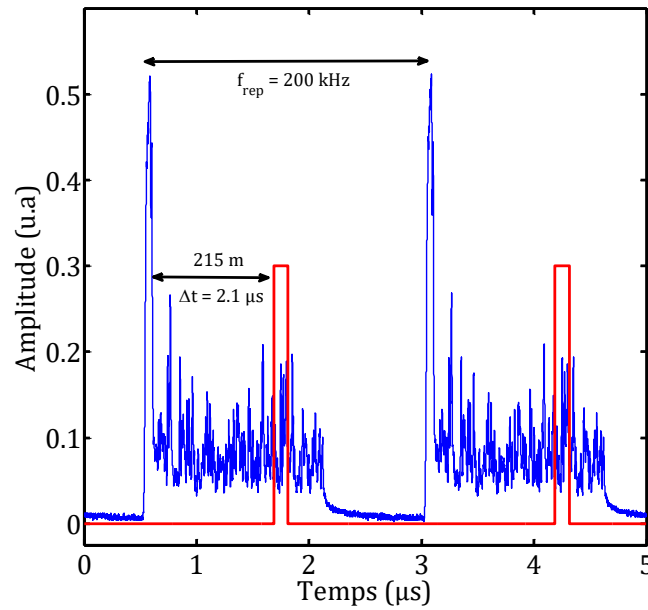


Figure 5.14 : Impulsions rétrodiffusées (en bleu) et signal envoyé sur la porte optique pour enregistrer l'hologramme local sur le SLM (en rouge).

5.4.3 Observations

Les densités spectrales de puissance présentées Figure 5.15 illustrent le principe de localisation d'une perturbation de phase d'amplitude 0,48 rad à la fréquence de 1,5 kHz située à 200 m de l'entrée de la fibre optique (perturbation localisée entre 187,5 m et 212,5 m du port 2 du circulateur). Cette résolution spatiale est limitée par le temps de montée du modulateur acousto-optique générant les impulsions. L'expérience décrite précédemment constitue une première démonstration de principe vers la réalisation d'un capteur à fibre optique distribué basé sur l'utilisation d'un interféromètre adaptatif.

Le transducteur piézo-électrique utilisé est celui décrit dans le **chapitre 3**. On peut estimer le déphasage minimum détectable à partir du rapport signal-sur-bruit. Celui-ci a été estimé à environ $10,56 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le laser utilisé est le même que celui qui nous a permis de caractériser l'interféromètre adaptatif. La différence entre les déphasages minimum détectables (on rappelle que l'on a obtenu une valeur de $0,2 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans le **chapitre 3**) provient de l'utilisation, dans l'architecture basée sur la rétrodiffusion Rayleigh, d'amplificateurs à fibre optique pour obtenir la puissance nécessaire sur le SLM. Ces derniers ont un bruit d'intensité additif qui dégrade la sensibilité de l'interféromètre. Il existe aujourd'hui des sources de puissance de sortie plus élevée qui conserve les mêmes propriétés, ce qui permettrait d'améliorer le déphasage minimum détectable.

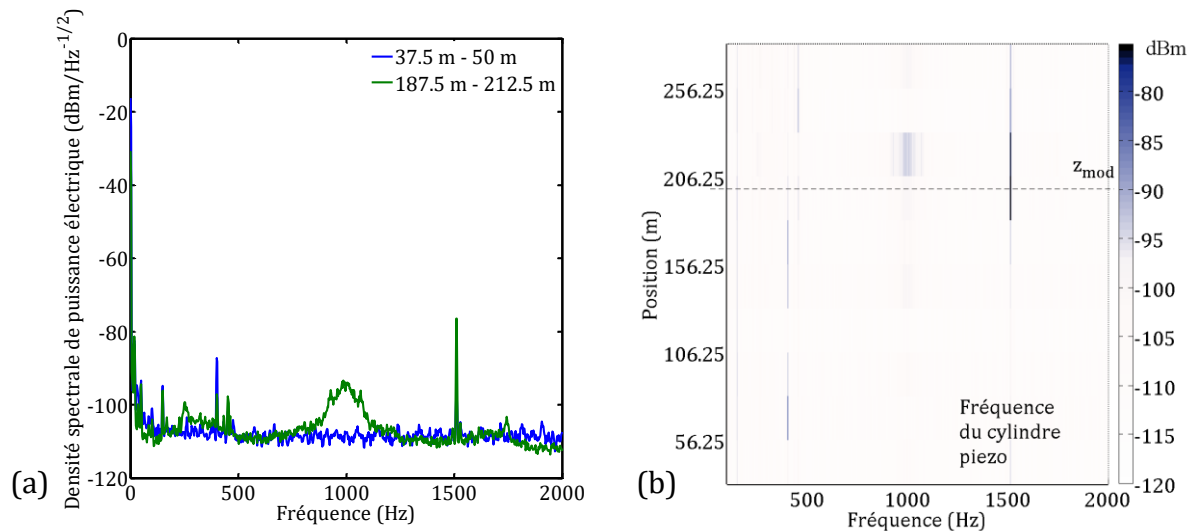


Figure 5.15 :(a) Mesures de densité spectrale de puissance avec l'architecture distribuée "phase-OTDR" pour deux zones dans la fibre sensible correspondant à deux retards différents sur la porte optique. La bande passante de résolution est de 1 Hz et (b) spectrogramme associé. Le signal à 1 kHz est attribué à un bruit électrique dû à l'environnement.

On a donc démontré qu'il était possible de détecter une modulation de phase induite sur une fibre optique en associant une technique de « phase-OTDR » avec un interféromètre adaptatif. Les performances obtenues sont satisfaisantes compte tenu des contraintes imposées par les différents composants utilisés. Ces résultats sont prometteurs et susceptibles d'être améliorés significativement en terme de sensibilité en optimisant les composants et le laser.

5.4.4 Limitations

La limitation majeure de cette architecture est qu'elle nécessite l'utilisation d'une porte optique avant le SLM. Cela signifie que l'hologramme inscrit dans le SLM correspond à une zone particulière ce qui implique que l'on ne peut pas mesurer la perturbation à différents endroits en même temps en raison du temps d'inscription de l'hologramme. De plus, cela diminue la puissance moyenne sur le SLM et il n'est pas possible d'augmenter la puissance injectée au-delà d'un certain seuil, où les effets non-linéaires apparaissent. Cela implique l'utilisation d'amplificateurs, peu compatibles avec une fibre optique multimode.

5.4.5 Vers un capteur distribué multimode

L'architecture basée sur la rétrodiffusion Rayleigh constitue une solution intéressante pour bénéficier des avantages de l'holographie adaptative. Une solution pour mesurer les perturbations à différents endroits en même temps serait d'avoir recours à du multiplexage spatial sur SLM tel que présenté dans la **partie 5.1**. Cela signifie qu'à chaque zone sensible correspond un hologramme unique sur le SLM. Le problème de cette méthode est la complexité croissante avec le nombre de capteurs. Néanmoins cette méthode pourrait être utilisée dans certaines applications ne

The diagram illustrates a hybrid optical neural network architecture for handwritten digit recognition. The system is divided into two main sections: a signal processing section and an optical section.

Signal Processing Section:

- Laser 1550 nm:** The light source.
- Modulation RF:** Provides a radio frequency signal to the modulator.
- Modulator:** Modulates the laser light based on the RF signal.
- SOA (Semiconductor Optical Amplifier):** Amplifies the modulated signal.
- EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier):** Further amplifies the signal.

Optical Section:

- Input Split:** The signal is split into two paths: **Ecriture** (orange) and **Lecture** (blue).
- 50:50 Couplers:** Two couplers that split the input signals into four paths.
- Phase Shifters:** ΔL_1 , ΔL_2 , and ΔL_3 are used to introduce phase shifts in the optical paths.
- Optical Path:** The paths are recombined and pass through a series of optical components, including a phase shifter ΔL_3 and a phase shifter ΔL_2 .
- Output:** The signal is detected by a photodetector (PD) and a photodiode array (MAO1).

The diagram also includes a legend for the input signals: **Ecriture** (orange) and **Lecture** (blue).

124

5.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons pu définir les bases d'architectures de capteurs compatibles de l'interférométrie adaptative. Les avantages et limitations de chacune de ces méthodes ont été étudiés. Nous avons démontré qu'il était possible de mettre en œuvre une expérience de réflectométrie optique dans le domaine temporel sensible à la phase associée à l'interférométrie adaptative. Le capteur distribué réalisé, s'appuyant sur une fibre optique monomode, a pour longueur 300 m avec une résolution spatiale (limitée par le modulateur acousto-optique utilisé) de 25 m. La sensibilité à l'élongation obtenue est de $10.56 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ et la fréquence de coupure est de 5 Hz. Cette solution est adaptée pour des besoins ne nécessitant pas une mesure simultanée des différentes zones sensibles. De plus, des voies d'améliorations ont été proposées pour aller vers une architecture compatible avec une interrogation simultanée de différentes zones sensibles.

On résume dans le [tableau 5.2](#) les résultats expérimentaux obtenus dans cette thèse par rapport aux performances visées en acoustique sous-marine. Pour cela, nous avons estimé à partir du déphasage minimal détectable, la pression minimale équivalente pour chacune des architectures monomodes étudiées. De plus, à partir des résultats de la [partie 3.3](#), nous savons que l'ordre de grandeur du gain en rapport signal sur bruit maximum avec une fibre multimode est d'environ un facteur 100. Nous donnons donc aussi la valeur de pression minimale détectable en considérant ce potentiel gain en sensibilité. Les résultats sont résumés dans le [tableau 5.2](#). On rappelle que le bruit de mer zéro (DSS0) correspond à 44,5 dB *re* 1 $\mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz.

Tableau 5.2 : Résumé des performances des architectures de capteurs à fibres optiques étudiées au cours de la thèse.

Architecture	f_c (Hz)	$\Delta\phi_{min}/\sqrt{\text{Hz}}$ ($\text{mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$)	L (m)	ϵ (strain)	P_{min} (dB <i>re</i> 1 $\mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$)	
Capteurs localisés	5-10	0,32 ¹	0,05	0,86 $n\epsilon$	163,22	123,22 ³
« phase »		10,56 ²	25	91 $p\epsilon$	139,61	99,61 ³
OTDR		0,22 ²	25	1,73 $p\epsilon$	105,16	65,16 ³

¹ Valeur théorique obtenue dans la [partie 5.1](#).

² La première valeur correspond à notre résultat expérimental avec l'architecture de phase-OTDR et la seconde valeur correspond à la limite de l'interféromètre seul obtenue avec le même laser.

³ Pression minimale détectable obtenue avec un gain de 100 ce qui correspond à l'ordre de grandeur maximum atteignable avec une fibre optique multimode.

La fréquence de coupure mesurée est compatible avec les spécifications de l'application visée. En effet, elle permet de s'affranchir des bruits statiques et des variations lentes de température, sans limiter la bande passante acoustique d'analyse. Dans le cas de l'architecture utilisant des capteurs localisés, il est difficile, en considérant

le gain potentiel obtenu avec une fibre optique multimode, d'atteindre la sensibilité nécessaire pour l'application visée. Ceci est majoritairement dû à l'utilisation d'une référence externe comme nous l'avons discuté dans la **partie 5.1**. Cependant, il est possible de contourner ce problème en utilisant, par exemple, un bras de référence isolé. La méthode utilisant la technique de phase-OTDR permet d'envisager des sensibilités proches de DSS3 en considérant le déphasage minimum détectable obtenu dans le **chapitre 3** et un gain de l'ordre de 100 grâce à l'usage d'une fibre optique multimode. Dans ce cas, c'est le bruit d'intensité du laser qui limite la pression minimale détectable. On pourrait atteindre une sensibilité proche de DSS0 avec le laser utilisé (source Koheras) si l'architecture était limitée par le bruit de fréquence de la source.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était d'étudier l'association d'une méthode originale de détection de phase insensible aux perturbations basses fréquences avec les capteurs à fibres optiques. Après avoir revu les différentes spécifications nécessaires aux besoins de l'acoustique sous-marine, nous nous sommes intéressés aux différents sous-ensembles à savoir le modulateur spatial de lumière et l'interféromètre adaptatif puis aux architectures de capteurs.

Modulateur spatial de lumière adressé optiquement

Nous avons montré qu'il était possible de réaliser des modulateurs spatiaux de lumière adressés optiquement et opérant à $1,55\text{ }\mu\text{m}$. L'utilisation de l'arséniure de gallium semi-isolant comme photoconducteur est une solution intéressante car ce matériau est aujourd'hui disponible commercialement. Un des principaux avantages de ce type de composant réside dans sa simplicité de fabrication et son coût. Nous avons caractérisé sa réponse optique ainsi que son temps de réponse. Ceci a permis de mettre en place une expérience afin de mesurer la dépendance du temps de réponse et de l'efficacité de diffraction à la température et à la tension de biais. Nous disposons donc d'un modèle permettant de prévoir les caractéristiques du SLM afin de l'optimiser en fonction des besoins de l'application.

Et après ?

L'amélioration de la résolution spatiale du SLM (aujourd'hui d'environ $150\text{ }\mu\text{m}$) constitue un point crucial afin d'intégrer ce type de composant dans des systèmes compacts, encore plus lorsqu'on considère un système à base de fibre optique multimode ou d'éléments diffusants. Ceci se traduit par une étude plus approfondie des mécanismes de photoconduction mis en jeu dans le matériau. De plus, il serait intéressant d'améliorer la conception, notamment en ayant recours à des dépôts antireflets sur l'AsGa, afin de limiter les pertes aux interfaces, l'arséniure de gallium ayant un indice de réfraction très supérieur aux indices du verre et des cristaux liquides. Enfin, l'étude du couplage entre la variation de conductivité et de l'anisotropie diélectrique permettrait de définir finement les performances globales du SLM.

Interféromètre adaptatif et architectures de capteurs

Nous nous sommes ensuite intéressés à la réalisation d'un interféromètre adaptatif basé sur un SLM à adressage optique. Une première démonstration expérimentale a permis de valider le principe ; puis nous avons étudié, grâce à un modulateur de phase calibré, différents paramètres tels que le déphasage minimum détectable ainsi que la dynamique, la bande-passante ainsi que la linéarité de détection. Nous avons démontré une sensibilité de $200 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ ainsi qu'une fréquence de coupure autour de 5 Hz. Une étude sur les limitations notamment en termes de bruits a été proposée. Il en ressort que le bruit dominant de notre interféromètre à partir de 300 Hz est le bruit d'intensité du laser. Cet interféromètre a, par la suite, été modifié afin d'étudier la démodulation de phase dans une fibre optique multimode. Après avoir proposé une étude théorique, nous avons démontré expérimentalement un gain sur le rapport signal sur bruit d'environ 10 dB. On vérifie bien que le nombre de modes ainsi que la distribution d'intensité optique dans chaque mode sont des paramètres primordiaux.

Nous avons mis en œuvre deux expériences, l'une basée sur l'utilisation de miroirs dichroïques et la seconde sur une technique distribuée de réflectométrie optique dans le domaine temporel sensible à la phase. Pour chacune de ces deux solutions, nous avons détaillé les performances ainsi que les limitations de ces technologies. En considérant le déphasage minimum détectable obtenu avec l'interféromètre adaptatif seul et un gain en rapport signal sur bruit d'un facteur 100 dû à l'utilisation d'une fibre optique multimode, nous avons évalué que ce type de dispositif permettrait de mesurer le bruit de mer 3 (DSS3). Pour obtenir une sensibilité proche de DSS0, il serait nécessaire d'avoir une architecture limitée par le bruit de fréquence de la source.

Et après ?

Afin de tirer tout le potentiel de cette technologie, l'effort doit être porté sur l'amélioration des architectures de capteurs. En particulier, il serait nécessaire de mettre l'accent sur leur compatibilité avec l'utilisation d'une fibre optique multimode ainsi que leur multiplexage. Une autre voie à explorer serait d'étudier des architectures de capteurs basées sur l'utilisation de l'effet Brillouin dans les fibres optiques. La diffusion Brillouin par deux impulsions contra-propagatrices pourrait être utilisée dans le but d'inscrire un réseau de Bragg mobile. Celui-ci serait utilisé comme réflecteur (et non comme capteur) en lieu et place des miroirs dichroïques de l'architecture décrite au **paragraphe 5.1**. On pourrait alors envisager une architecture par soustraction de spectres.

Un autre axe d'amélioration réside dans l'amélioration de la compacité de l'interféromètre adaptatif qui est un point clé pour permettre d'envisager des applications industrielles à long terme. Ce point fait l'objet d'une attention particulière actuellement notamment en ayant recours à des assemblages issus de la micro-optique.

Publications et communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

Arnaud Peigné, Umberto Bortolozzo, Stefania Residori, Stéphanie Molin, Pascale Nouchi, Daniel Dolfi, and Jean-Pierre Huignard, "Adaptive holographic interferometer at 1.55 μm based on optically addressed spatial light modulator," Opt. Lett. 40, 5482-5485 (2015).

Umberto Bortolozzo, Daniel Dolfi, Jean-Pierre Huignard, Stéphanie Molin, Arnaud Peigné, and Stefania Residori, "Self-adaptive vibrometry with CMOS-LCOS digital holography," Opt. Lett. 40, 1302-1305 (2015)

S. Residori, U. Bortolozzo, D. Dolfi, J.P. Huignard, S. Molin, A. Peigné, «Enhanced phase measurements from self-adaptive holography», SPIE Newsroom 13 August 2015.

Communications

A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, D. Dolfi, J.-P. Huignard, "Adaptive interferometry for high sensitivity optical fiber sensing", in 24th International Conference on Optical Fibre Sensors, Proceedings of SPIE Vol. 9634 (SPIE, Bellingham, WA 2015), 96340M.

U. Bortolozzo, D. Dolfi, J.P. Huignard, S. Molin, A. Peigné, S. Residori, «Nonlinear holography for acoustic wave detection», Proc. 9378 SPIE Photonics West 2015, Slow Light, Fast Light, and Opto-Atomic Precision Metrology VIII, 9378-61 (2015).

U. Bortolozzo, D. Dolfi, J.P. Huignard, S. Molin, A. Peigné, S. Residori, «Phase modulation detection with liquid crystal devices», Proc. 9378 SPIE Photonics West 2015, Slow Light, Fast Light, and Opto-Atomic Precision Metrology VIII, 9378-62 (2015).

A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Molin, D. Dolfi, J.P. Huignard, S. Residori, «Liquid crystal based adaptive holography for optical sensing applications», Proc. 9565 SPIE Organic Photonics + Electronics 2015, Liquid Crystals XIX (2015), 9565 - 21.

A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Reidori, S. Molin, P. Nouchi, D. Dolfi and J-P. Huignard, "Near-infrared adaptive interferometric sensing based on liquid crystal light valve," Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO Europe, Munich (2015), *poster*.

A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Reidori, S. Molin, D. Dolfi and J-P. Huignard, "Réalisation et caractérisation d'un interféromètre adaptatif à 1.55 μm ," Journées Nationales d'Optique Guidée, JNOG2014

A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, D. Dolfi, J.-P. Huignard, "Voltage controlled adaptive holographic interferometer using liquid crystals", in Emerging Liquid Crystal Technologies IX, Proceedings of SPIE Vol. 9004 (SPIE, Bellingham, WA 2014), 90040J.

Brevets

U. Bortolozzo, J-P. Huignard, S. Residori, S. Molin, D. Dolfi, A. Peigné, M. Doisy et R. Bouffaron, *Capteur à fibre optique distribué d'état de contrainte*, Demande de brevet n°1500563 (2015).

J-P. Huignard, U. Bortolozzo, D. Dolfi, S. Molin, A. Peigné et S. Residori, *Holographie digitale pour la réalisation d'un capteur à fibre optique de grande sensibilité*, Demande de brevet n°1500033 (2015).

Bibliographie

- [1] C. Kirkendall, "Overview of high performance fiber optic sensing," in Lasers and Electro-Optics, 2002. CLEO '02, vol., no., pp.393 vol.1-, 24-24 May 2002.
- [2] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," in Journal of Lightwave Technology, vol.15, no.8, pp.1277-1294, Aug 1997.
- [3] R. Bouffaron, F.-X. Launay, S. Molin, et al., "All-optical acoustic array for underwater surveillance", Proceedings of SPIE Vol. 8794, 87940N (2013).
- [4] L. Thévenaz, "Review and Progress on Distributed Fibre Sensing," in Optical Fiber Sensors, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006).
- [5] Bao, X.; Chen, L. Recent Progress in Distributed Fiber Optic Sensors. Sensors 2012, 12, 8601-8639.
- [6] UTE C93-800 Juillet 1989
- [7] N. Bilaniuk, "Optical microphone transduction techniques," Appl. Acoust. 50, 35-63 (1997).
- [8] K.T.V.Grattan,T.Sun,Fiber optic sensor technology: an overview, Sens. Actuators A:Phys.82(1)(2000)40–61.
- [9] X. Lurton, An Introduction To Underwater Acoustics: Principles And Applications. Berlin : Springer ; 2002.
- [10] G. M. Wenz, "Acoustic ambient noise in the ocean: Spectra and sources," J. Acoust. Soc. Am. 34, 1936-1956 (1962).
- [11] G. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," Applied Optics

- 18(9), 1445–1448 (1979).
- [12] M. Yu and B. Balachandran, "Acoustic measurements using a fiber optic sensor system," *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* 14, 409–414 (2003).
- [13] Wonuk Jo; Kilic, O.; Digonnet, M.J.F., "Highly Sensitive Phase-Front-Modulation Fiber Acoustic Sensor," in *Lightwave Technology, Journal of* , vol.33, no.20, pp.4377-4383, Oct.15, 15 2015.
- [14] Onur Can Akkaya, Michel J. F. Digonnet, Gordon S. Kino, and Olav Solgaard, "Time-Division-Multiplexed Interferometric Sensor Arrays," *J. Lightwave Technol.* 31, 3001-3008 (2013).
- [15] « Appareil et procédés utilisant des capteurs optiques fonctionnant dans le mode de réflexion ». FR 2 988 488 – A1
- [16] Stockbridge, A. N. Fiber Optic Hydrophones (April 2011).
- [17] G. A. Cranch and P. J. Nash, "Large-scale multiplexing of interferometric fiber-optic sensors using TDM and DWDM," *J. Lightwave Technol.*, 19, 687–699 (2001).
- [18] K. O. Hill et al., "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication", *Appl. Phys. Lett.* 32, 647 (1978).
- [19] K. O. Hill, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.* 62 (10), 1035 (1993).
- [20] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* 14, 823-825 (1989).
- [21] S. J. Mihailov et al., "Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation", *Opt. Lett.* 28 (12), 995 (2003).
- [22] M. Gagné et al., "Fabrication of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings: up to 2 million periods in phase", *Opt. Express* 22 (1), 387 (2014)
- [23] www.rp-photonics.com
- [24] F.-X. Launay, R. Lardat, R. Bouffaron, et al., "Static pressure and temperature compensated wideband fiber laser hydrophone", *Proceedings of SPIE Vol. 8794*, 87940K (2013)

- [25] S. Foster; A. Tikhomirov; J. van Velzen, "Towards a High Performance Fiber Laser Hydrophone," in *Lightwave Technology, Journal of*, vol.29, no.9, pp.1335-1342, May1, 2011.
- [26] A. Maclean, C. Moran, W. Johnstone, B. Culshaw, D. Marsh and P. Parker, "Detection of Hydrocarbon Fuel Spills using a Distributed Fibre Optic Sensor", *Sensors & Actuators: A. Physical*, Vol. 109, No.1–2, 2003, pp. 60–67.
- [27] O. Shapira, U. Ben-Simon, A. Bergman, S. Shoham, B. Glam, I. Kressel, T. Yehoshua and M. Tur, IWSHM conference (2015).
- [28] V. Lanticq, « Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil »
- [29] Mestayer et al, Field trials of distributed acoustic sensing for geophysical monitoring, *SEG Expanded Abstracts* 30, 4253 (2011).
- [30] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, "Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics," *Appl. Opt.* 15, 2112-2115 (1976).
- [31] D. Derickson, (1998). *Fiber optic test and measurement*. Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall PTR.
- [32] www.nrl.navy.mil/research/nrl-review/2004/optical-sciences/kirkendall/
- [33] R J. Posey, G. A. Johnson and S. T. Vohra 2000 Strain sensing based on coherent Rayleigh scattering in an optical fibre *Electron. Lett.* 36 1688–9.
- [34] A Masoudi et al 2013 *Meas. Sci. Technol.* 24 085204.
- [35] G. Fang, T. Xu, S. Feng, and F. Li, "Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometer Based on Phase-Generated Carrier Algorithm," *J. Lightwave Technol.* 33, 2811-2816 (2015).
- [36] L. Brillouin, « Diffusion de lumière et des rayons x par un corps transparent homogène – influence de l'agitation thermique », *Annales de Physiques (Paris)*, Vol. 17, p.88-122 (1922)
- [37] R. S. Krishnan, and V. Chandrasekharan, *Nature*, 165, 406 (1950) *Proc. Ind. Acad. Sci.*, 13A, 427 (1950).
- [38] Tsuneo Horiguchi and Mitsuhiro Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a

- continuous wave," *Opt. Lett.* 14, 408-410 (1989).
- [39] Thévenaz, L. 2010. Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers: State of the art and perspectives. *Frontiers of Optoelectronics in China* 3:13–21.
 - [40] Horiguchi, T.; Shimizu, K.; Kurashima, T.; Tateda, M.; Koyamada, Y., "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering," in *Lightwave Technology, Journal of*, vol.13, no.7, pp.1296-1302, Jul 1995.
 - [41] Marc Niklès, Luc Thévenaz, and Philippe A. Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis," *Opt. Lett.* 21, 758-760 (1996).
 - [42] T. J. Hall, M. S. Ner, and M. A. Fiddy, "Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry," *Opt. Lett.* 5, 485-487 (1980).
 - [43] G. Pauliat, G. Roosen, M. P. Georges, and G. Pedrini, *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* 1, 06024 (2006).
 - [44] P. Delaye, G. Roosen, F. Ramaz, B. C. Forget, M. Atlan, A. C. Boccara, and M. Gross, in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Photorefractive Effects, Materials, and Devices*, edited by G. Zhang, D. Kip, D. D.
 - [45] "Adaptive interferometry with photorefractive crystals Kamshilin", Alexei A. and Romashko, Roman V. and Kulchin, Yuri N., *Journal of Applied Physics*, 105, 031101 (2009).
 - [46] P. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, L.-A. de Montmorillon, G. Roosen, and J.-P. Monchalin, *J. Opt. Soc. Am. B* 14, 1723 (1997).
 - [47] A. A. Kamshilin and A. I. Grachev, *Appl. Phys. Lett.* 81, 2923 (2002).
 - [48] Romashko R.V., Kul'chin Y.N., Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Launay J.C. Adaptive Fiber-Optical Sensor System for Pico-Strain and Nano-Displacement Metrology. *Key Engineering Materials*. - 2008. - 381-382. -61-64.
 - [49] S. Residori, U. Bortolozzo, and J. Huignard, "Slow and Fast Light in Liquid Crystal Light Valves," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008).
 - [50] Grinberg J, Jacobson A, Bleha W, et al; A new real-time non-coherent to coherent light image converter the hybrid field effect liquid crystal light valve. *Opt. Eng.*

- 0001;14(3):143217-143217-.
- [51] U. Efron, editor. *Spatial Light Modulator Technology*. Marcel Dekker, New York, NY, 1994
 - [52] Ross WE, Psaltis D, Anderson RH; Two-dimensional magneto-optic spatial light modulator for signal processing. *Opt. Eng.* 0001;22(4):224485-224485-.
 - [53] A. Korpel, *Acousto-Optics*. Marcel Decker, New York, NY, 1988.
 - [54] Larry J. Hornbeck; *Deformable-Mirror Spatial Light Modulators*. *Proc. SPIE* 1150, *Spatial Light Modulators and Applications III*, 86 (May 22, 1990).
 - [55] C. Maurer et al., "What spatial light modulators can do for optical microscopy," *Laser Photonics Rev.* 5, 81-101 (2011).
 - [56] Marie Antier, « Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices ».
 - [57] A.M. Weiner. "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators" (PDF). *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS VOLUME 71, NUMBER 5 MAY 2000*. Retrieved 2010-07-06.
 - [58] Zinchik A.A. (2015). "Application of spatial light modulators for generation of laser beams with a spiral phase distribution.". *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics* 15 (5): 817-824.
 - [59] Ghosh, Ajay and Choudhury, Debesh eds., *Proceedings of International Conference on trends in optics and photonics.*, March 1 – 4, 2009, Kolkata, India., pp. 318 – 330.
 - [60] R. Y. Gu, E. Ip, M.-J. Li, Y.-K Huang and J. M. Kahn, "Experimental Demonstration of a Spatial Light Modulator-based Few-Mode Fiber Switch for Space-Division Multiplexing", *Proc. of OSA Annual Meeting*, Orlando, FL, October 6-10, 2013.
 - [61] Khoo, I. C., [Liquid Crystals: Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena], 2nd edition, Wiley Interscience, New York (2007).
 - [62] www.optique-ingenieur.org/
 - [63] De Gennes, P. G. and Prost, J., [The Physics of Liquid Crystals], Oxford Science Publications, Clarendon Press, second edition (1993).
 - [64] J. Li, C. H. Wen, S. Gauza, R. Lu and S. T. Wu. *Refractive indices of liquid crystals*

- for display applications, *J. Disp. Technol.* 1, 51-61, 2005.
- [65] www.holoeye.com
- [66] U. Bortolozzo, S. Residori, and J. Huignard, "Picometer Displacement Detection by Using Wave Mixing in a Liquid Crystal Light Valve," in *Advances in Optical Sciences Congress, OSA Technical Digest (CD)* (Optical Society of America, 2009), paper SMB5.
- [67] Nicolas Sanner, Nicolas Huot, Eric Audouard, Christian Larat, Jean-Pierre Huignard, and Brigitte Loiseaux, "Programmable focal spot shaping of amplified femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.* 30, 1479-1481 (2005).
- [68] Seok-Hwan Chung and Hee Yeon Noh, "Polymer-dispersed liquid crystal devices with graphene electrodes," *Opt. Express* 23, 32149-32157 (2015).
- [69] P. K. Shresta, Y. T. Chun and D. Chu, "A high-resolution optically addressed spatial light modulator based on ZnO particles," *Light: Science & Applications* (2015) 4, e259.
- [70] P. Silverberg, P. Omling, and L. Samuelson. Hole photoionization cross section of EL2 in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 52(20) :1689_1691, 1988.
- [71] D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature Journal*, vol. 161, pp. 777-778, 1948.
- [72] J. W. Goodman and R. W. Lawrence, "Digital image formation from electrically detected holograms," *Applied Physics Letter*, vol. 11, pp. 176-181, 1967.
- [73] O. Coquoz, C. Depeursinge, R. Conde, and F. Talebou, "Numerical reconstruction of images from endoscopic holograms," in *14th Annual International Conference of the IEEE-EMBS*, 1992, pp. 338-339.
- [74] U. Schnars and U. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction," *Applied Optics*, vol. 33, pp. 179-181, 1994.
- [75] M. G. Moharam and L. Young, "Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes," *Appl. Opt.* 17, 1757-1759 (1978).
- [76] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst. Tech. J.*, 48:2909-2947, 1969.
- [77] Wang L, Moddel G. Effects of charge spreading on resolution of optically addressed spatial light modulators. *Opt Lett* 1994; 19:

- [78] Ajoy K. Ghatak and Ramakant Srivastava, "WKB analysis of graded-index multimode fibers with a central-index dip," *Appl. Opt.* 22, 1763-1764 (1983).
- [79] Prof. Sergey V. Pasechnik, Prof. Vladimir G. Chigrinov, Dr. Dina V. Shmeliova, [Liquid crystals : Viscous and Elastic Properties], Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2009).
- [80] Jie Sun, Robert A. Ramsey, Yuan Chen, and Shin-Tson Wu, "Submillisecond-Response Sheared Polymer Network Liquid Crystals for Display Applications," *J. Display Technol.* 8, 87-90 (2012).
- [81] W. Maier and A. Saupe, *Z. Naturforsch. Teil. A* 15, 287 (1960).
- [82] Dong Li et al 2013 *Jpn. J. Appl. Phys.* 52 084101.
- [83] Berseth, C.-A. and Wuethrich, C. and Reinhart, F. K., *Journal of Applied Physics*, 71, 2821-2825 (1992).
- [84] Changgui Lu; Cui, Yiping, "Fiber Bragg grating spectra in multimode optical fibers," in *Lightwave Technology, Journal of*, vol.24, no.1, pp.598-604, Jan. 2006.
- [85] Li, T. 1980. Structures, parameters, and transmission properties of optical fibers. *Proc. IEEE* 68(10), 1175-1180.
- [86] Neumann, E. G. 1980. Analysis of the backscattering method for testing optical fiber cables. *AEÜ, Band* 34, Heft 4, 157-160.